

**This book is with  
tight  
Binding**







-V.1

62/1.132 A75g1

Arnold E.

Die gleichstrommas-  
chine.

DEMCO NO. 32-234







**Die**  
**Gleichstrommaschine.**

Erster Band.

**CARNEGIE INSTITUTE  
OF TECHNOLOGY**



**THE LIBRARY**

# Die Gleichstrommaschine.

Theorie, Konstruktion,  
Berechnung, Untersuchung und Arbeitsweise derselben.

Von

**E. Arnold**

o Professor und Direktor des elektrotechnischen Instituts  
der grossherzoglichen technischen Hochschule Fridericiana zu Karlsruhe.

Erster Band.

Die Theorie der Gleichstrommaschine.

Mit 421 in den Text gedruckten Figuren.



Berlin.  
Verlag von Julius Springer.  
1902.



---

Alle Rechte, insbesondere das der  
Uebersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.

---

Seiner Königlichen Hoheit

dem

**Grossherzog Friedrich von Baden**

Dr. Ing. h. c.

zum 50jährigen Regierungsjubiläum,

25. April 1902

in tiefster Ehrfurcht

gewidmet.



## Vorwort.

---

Im Bau der Gleichstrommaschine sind in den letzten Jahren sehr grosse Fortschritte gemacht worden. Trotzdem heute fast überall verlangt wird, dass die Bürstenstellung bei funkenfreiem Gang zwischen Leerlauf und 10 % bis 25 % Ueberlast unverändert bleiben soll, haben gute Konstrukteure die Ausnutzung des Materials doch derart erhöht, dass die Leistung der älteren Typen bis 60 % und 100 % gesteigert werden konnte. Der Strassenbahnmotor, der schon seit längerer Zeit für schwierige Betriebsbedingungen und bei hoher Materialausnützung, zu einer vorzüglichen Maschine entwickelt ist, hat hierbei in mancher Hinsicht als Vorbild gedient. Die erreichten Fortschritte beruhen zum grössten Theil auf experimenteller Erfahrung und sie sind noch so wenig Allgemeingut, dass die Gleichstrommaschinen, die heute gebaut werden, bei demselben Kostenaufwande zum grossen Theil erheblich leistungsfähiger gemacht werden könnten.

Ich glaube daher, dass eine Theorie der Gleichstrommaschine, welche alle wesentlichen Punkte ausführlich behandelt und die durch das Experiment gewonnenen Erfahrungen untersucht und kritisirt, geeignet ist eine sparsame Abmessung der Gleichstrommaschine zu fördern.

Es ist nicht schwierig für normale Verhältnisse und wenn an den Materialaufwand keine sparsamen Bedingungen geknüpft sind, eine gut arbeitende Gleichstrommaschine zu bauen. Die Aufgabe des Ingenieurs besteht aber darin, mit dem Minimum an Herstellungskosten allen geforderten Bedingungen zu genügen. Je mehr man sich diesem Minimum nähert, um so sorgfältiger muss die Maschine berechnet werden, um so mehr ist es notwendig, die Theorie der Gleichstrommaschine zu beherrschen.

Jeder im Berechnen von Dynamomaschinen erfahrene Elektriker muss zu der Ueberzeugung gelangt sein, dass es viel schwieriger ist, Gleichstrommaschinen zu bauen als Wechselstrommaschinen.

Das ist auch der Grund, weshalb vielfach einer richtigen wirtschaftlichen Abmessung der Gleichstrommaschinen nicht entsprochen

wird; denn weil man sich in der Vorausberechnung nicht sicher fühlt, baut man dieselben lieber viel zu reichlich, als sich einem Misserfolge auszusetzen, der theurer zu stehen kommt als eine zu schwere Maschine, dabei bleibt natürlich nicht ausgeschlossen, dass die zu reichlich bemessene Maschine doch wenig oder gar nicht befriedigend arbeitet.

Ich bin der Ansicht, dass die Vorausberechnung der Maschinen mit der grössten Sorgfalt erfolgen soll und dass hierfür schwerlich zu viel Zeit verwendet werden kann, denn selbst wenn ein Ingenieur, der als Werkzeug nur Bleistift, Papier und einen Rechenschieber braucht, mehrere Tage anstatt nur einige Stunden an einer Maschine rechnet und es gelingt ihm dabei, günstigere Abmessungen zu finden, so ist das für die Fabrikation von Vorteil.

Die Ausführlichkeit, mit der ich die Theorie der Gleichstrommaschine behandelt habe, mag hierdurch und durch die vielen neuen Gesichtspunkte, welche zur Geltung gebracht werden mussten, gerechtfertigt erscheinen.

Zur Ausarbeitung dieses Lehrbuches haben mich aber noch andere Gründe bewogen. Es sollten nämlich die „Ankerwicklungen und Ankerkonstruktionen“ in vierter Auflage erscheinen, es lag somit nahe, das Buch zu erweitern und die ganze Gleichstrommaschine zu behandeln. Ferner hatte sich bei dem von mir an der technischen Hochschule zu Karlsruhe erteilten Unterricht für Dynamobau das Bedürfnis nach einem Lehrbuche geltend gemacht, das die Gleichstrommaschine gründlich behandelt und das geeignet ist, die Vorlesungen, für welche nur eine beschränkte Zeit zur Verfügung steht, zu ergänzen und den Studierenden in den Uebungen und im Konstruktionssaale ein beständiger Ratgeber zu sein. —

Ich hoffe nun, dass durch dieses Lehrbuch und die von mir herausgegebenen „Konstruktionstafeln für den Dynamobau“ ein erfolgreicher Unterricht wesentlich gefördert wird.

Zu der Behandlung des Stoffes selbst sei noch Folgendes bemerkt.

Bei den Ankerwicklungen habe ich mich auf diejenigen Wicklungen beschränkt, welche praktische Bedeutung haben; diese sind aber ausführlich behandelt, insbesondere ist auf die Bedeutung der Lage der kurz geschlossenen Spulen, der Zahl der Bürsten bei den Wellenwicklungen und die Eigentümlichkeiten der verschiedenen Wicklungsarten hingewiesen.

Die Reihenparallelwicklung des Verfassers, bei deren Anwendung von anderer Seite in gewissen Fällen unbefriedigende Resultate erhalten worden sind, ist ebenfalls ausführlich behandelt,

und die Bedingungen für ein gutes Arbeiten derselben werden erörtert.

Eine neue Behandlung des Stoffes bringen die Kapitel, welche das reducirte Schema, die Aequipotentialverbindungen für die Reihenparallelschaltung des Verfassers und die Potentialdifferenzen benachbarter Kollektorlamellen betreffen.

Die Berechnung der Magnetisirungskurve ist genauer durchgeführt, als es gewöhnlich geschieht; die seitliche Streuung der Pole und der Einfluss der Zahnsättigung wird dabei möglichst genau berücksichtigt.

Die Ankerrückwirkung ist zum grössten Theil in neuer Weise behandelt, und es ist eine genaue Methode zur Berechnung der Feldampèrewindungen einer belasteten Maschine angegeben.

Die Theorie der Kommutation bot viele Schwierigkeiten. Hier bedurfte es ausführlicher Untersuchungen und Erwägungen, um zu einem einfachen für die Vorausberechnung einer Maschine bequem verwendbaren Resultate zu gelangen. Gegenüber der in der dritten Auflage der „Ankerwicklungen und Ankerkonstruktionen“ enthaltenen Theorie unterscheidet sich die vorliegende hauptsächlich durch die Berücksichtigung der gegenseitigen Induktionen der kurzgeschlossenen Spulen und durch die Berechnung der Potentialdifferenz zwischen der ablaufenden oder auflaufenden Bürstenspitze und dem Kollektor in Abhängigkeit von den Abmessungen der Maschine. Diese Potentialdifferenz ist diejenige Grösse, welche für die Funkenbildung am Kollektor am meisten massgebend ist und ihre Vorausberechnung ist daher von grosser Wichtigkeit.

Ferner wird gezeigt, wie aus der Kurve, welche die Potentialdifferenzen zwischen Bürste und Kollektor für die ganze Bürstenbreite darstellt und die experimentell leicht gefunden werden kann, durch Rechnung die Kurzschlussstromkurve ermittelt wird. Diese letztere Kurve giebt uns Aufschluss über die Fehler der Kommutation und ist ein sicherer Wegweiser für die Beseitigung der Fehler.

Die Ableitung der für die Berechnung der Funkengrenze massgebenden Formeln, welche mit der Berechnung der Induktionskoeffizienten im Zusammenhang steht, nimmt einen grossen Raum ein, und mancher Leser wird vielleicht die Darstellung zu ausführlich finden. — Demgegenüber muss bemerkt werden, dass eine eingehende Begründung der gegebenen Formeln für nothwendig erachtet wurde, damit sich jeder Leser über den Grad der Zuverlässigkeit derselben überzeugen kann und weiss, unter welchen Bedingungen dieselben erhalten worden sind.

Ohne eine genaue Kenntniss der Vorgänge bei der Kommutation und Kenntniss derjenigen Grössen, welche auf den Kommutationsvorgang einen Einfluss ausüben, ist es, namentlich in schwierigeren Fällen und wo keine speciellen Erfahrungen vorliegen, nicht möglich, die günstigsten Dimensionen einer Maschine durch Rechnung zu finden; denn neben der Benützung der gegebenen Formeln muss immer noch eine Reihe von sorgfältigen Ueberlegungen stattfinden, um die wirthschaftlich beste Lösung zu erhalten.

Die Theorie der Kommutation ist daher nicht blos ein interessantes mathematisches Problem, sondern sie hat für den Dynamobau eine grosse wirthschaftliche Bedeutung; denn die maximale Leistung einer Gleichstrommaschine wird entweder durch die Funkenbildung oder durch die zulässige Erwärmung begrenzt, und die beste Ausnützung des Materials ist dann erreicht, wenn es, selbst bei gut ventilirten Maschinen, gelingt, die Funkengrenze so hoch hinaufzusetzen, dass nur noch die Erwärmung in Frage kommt.

Anschliessend an die Theorie der Kommutation werden die verschiedenen Konstruktionen der Pole und Ankerwicklungen und die kompensirten Maschinen besprochen und kritisirt. Darauf folgt die Theorie der charakteristischen Kurven, die Berechnung der Verluste, des Wirkungsgrades und der Erwärmung der Maschine.

In einem zweiten Bande wird die Konstruktion, Berechnung, Untersuchung und Arbeitsweise der Gleichstrommaschine behandelt werden.

Obwohl ich vielfach Gelegenheit hatte, die gegebenen Theorien zu erproben und Maschinen von kleinen und grossen Leistungen zu berechnen, wird die Erfahrung doch noch manche Erweiterung und Verbesserung bringen können, und ich wäre daher für jede Mittheilung aus der Praxis, die geeignet ist, die gegebenen Theorien zu vervollständigen oder die angeführten Erfahrungszahlen noch bestimmter zu gestalten, dankbar.

Bei der Bearbeitung des ersten vorliegenden Bandes, der eine grosse Summe von Arbeit enthält, hat Herr Ingenieur J. L. la Cour mich unterstützt; insbesondere ist seiner werthvollen Mitarbeit zuzuschreiben, dass die Theorie der Ankerrückwirkung und der Kommutation so ausführlich behandelt wurde. Herr Dr. Ing. H. Gallusser hat an den Abschnitten, welche die charakteristischen Kurven betreffen, mitgearbeitet und mich bei der mühsamen Arbeit des Korrekturlesens sehr entlastet. Ich spreche diesen beiden Herren meinen besten Dank aus.

Ferner freut es mich, erwähnen zu können, dass das den technischen Hochschulen verliehene Recht der Doktorpromotion mir

insofern zu statten kam, als ich die im elektrotechnischen Institut der Karlsruher Hochschule entstandene Doktorarbeit des Herrn Dr. Ing. H. Gallusser, welche die Untersuchung der Induktionskoeffizienten eines Gleichstromankers, und diejenige des Herrn Dr. Ing. M. Kahn, welche das Verhalten der Kohlenbürsten betrifft, verwerthen konnte. Ich hoffe, dass mir auch in Zukunft bei wissenschaftlichen Arbeiten dadurch noch manche werthvolle Unterstützung zu theil wird.

Karlsruhe, den 25. März 1902.

**E. Arnold.**



# Inhaltsverzeichniss.

---

## Erstes Kapitel.

	Seite
1. Die Erzeugung eines Gleichstromes . . . . .	1
2. Die unipolare Induktion . . . . .	3
3. Die Reihenschaltung von inducirten Leitern . . . . .	6

## Zweites Kapitel.

4. Allgemeines über die verschiedenen Wicklungsarten . . . . .	15
5. Die Spiralwicklungen . . . . .	16
6. Die Schleifenwicklungen . . . . .	20
7. Die Wellenwicklungen . . . . .	23
8. Allgemeine Schaltungsformeln und Regeln . . . . .	28
9. Einfach und mehrfach geschlossene Wicklungen . . . . .	33
10. Eintheilung der geschlossenen Ankerwicklungen . . . . .	34

## Drittes Kapitel.

11. Aenderung der Schaltung bei unveränderter Lamellenzahl durch Aenderung des Wicklungsschrittes . . . . .	38
12. Aenderung der Schaltung von Nutenankern bei unveränderter Nutenzahl durch Aenderung der Lamellenzahl . . . . .	39
13. Der Kurzschluss der Ankerspulen durch die Bürsten . . . . .	40
14. Die Ankerspannung . . . . .	41
15. Der Ankerzweigstrom . . . . .	45

## Viertes Kapitel.

16. Das reducirte Schema der Wellenwicklung . . . . .	46
17. Die Wicklungstabelle . . . . .	52
18. Die Zahl der erforderlichen Stromabnahmestellen . . . . .	53
19. Die Ursachen der Verschiedenheit der in den Ankerstromzweigen inducirten EMKe . . . . .	57

## Fünftes Kapitel.

20. Die Aequipotentialverbindungen . . . . .	60
21. Der Potentialschritt von Spiral- und Schleifenwicklungen . . . . .	61
22. Der Potentialschritt von Reihen-Parallelwicklungen . . . . .	63
23. Die Stromstärke und der Wattverlust von Aequipotentialverbindungen . . . . .	75

**Sechstes Kapitel.**

	Seite
24. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Spiralwicklungen . . . . .	85
25. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Schleifenwicklungen . . . . .	91
26. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Wellenwicklungen . . . . .	91
27. Die Beeinflussung der maximalen Potentialdifferenz benachbarter Kollektorlamellen durch die Verschiebung oder das Weglassen einer oder mehrerer Bürsten . . . . .	101

**Siebentes Kapitel.**

28. Ringanker mit Parallelschaltung . . . . .	105
29. Ringanker mit mehrfacher Parallelschaltung . . . . .	106
30. Ringanker mit Reihenschaltung . . . . .	107
31. Ringanker mit Reihenparallelschaltung . . . . .	112
32. Ringanker mit zwei Kollektoren . . . . .	114

**Achtes Kapitel.**

33. Trommelanker mit Parallelschaltung . . . . .	117
34. Trommelanker mit mehrfacher Parallelschaltung . . . . .	131
35. Trommelanker mit Reihenschaltung . . . . .	132
36. Trommelanker mit Reihenparallelschaltung . . . . .	141
37. Trommelanker mit zwei Kollektoren . . . . .	153

**Neuntes Kapitel.**

38. Allgemeines über die Wicklung von Scheibenankern . . . . .	154
39. Die Scheibenankerwicklung von E. Desroziers . . . . .	156
40. Die Scheibenankerwicklung von Fritsche . . . . .	160

**Zehntes Kapitel.**

41. Offene Ankerwicklungen . . . . .	165
42. Die Wicklung von Brush . . . . .	167
43. Die Wicklung von Thomson-Houston . . . . .	168
44. Mehrpolige Ringanker mit offener Wicklung . . . . .	171
45. Wicklung der Westinghouse Electric Co. . . . .	175
46. Polanker von Gérard . . . . .	179

**Elftes Kapitel.**

47. Die Arten der Felderregung . . . . .	180
48. Die Hauptschluss- oder Serieerregung . . . . .	181
49. Die Nebenschlusserregung . . . . .	183
50. Die gemischte oder Compounderregung . . . . .	183

**Zwölftes Kapitel.**

51. Die Gleichstrommaschine als Generator und als Motor . . . . .	186
52. Die Polarität eines selbsterregenden Generators. Rechts- und links- gängige Ankerwicklungen . . . . .	187

53. Drehrichtung der Gleichstrommaschine als Motor . . . . .	190
54. Die Klemmenspannung und der Ankerstrom eines Generators und eines Motors . . . . .	191

### Dreizehntes Kapitel.

55. Die Bestandtheile des Feldsystems . . . . .	192
56. Die Form und die Anordnung der Feldmagnete . . . . .	192
57. Zweipolige Feldmagnetgestelle . . . . .	193
58. Mehrpolige Feldmagnetgestelle . . . . .	196

### Vierzehntes Kapitel.

59. Die Berechnung der Magnetisirungskurve einer Dynamomaschine .	199
60. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_i$ ) für den Luftspalt $\delta$ . . .	205
61. Berechnung der Feldkurve bei Leerlauf und Berechnung des ideellen Polbogens $b_i$ . . . . .	210
62. Berechnung der ideellen Ankerlänge $l_i$ . . . . .	220
63. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_z$ ) für die Zähne . . . . .	222
64. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_a$ ) für den Ankernern . . .	225
65. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_m$ ) und $AW_j$ für die Feld- magnete und das Joch . . . . .	226
66. Die Feldstreuung und Berechnung derselben . . . . .	227

### Fünfzehntes Kapitel.

67. Die Ankerrückwirkung . . . . .	239
68. Die entmagnetisirende und quermagnetisirende Wirkung des Ankers	241
69. Die Form des Armaturfeldes . . . . .	242
70. Die entmagnetisirenden Ampèrewindungen des Ankers . . . . .	252
71. Einfluss der quermagnetisirenden Ankerwindungen auf die Feld- erregung . . . . .	253
72. Einfluss der Ankerampèrewindungen auf die Feldstärke in der Kom- mutationszone . . . . .	256
73. Genaue Berechnung der Feldkurve und der Feldampèrewindungen bei Belastung . . . . .	267

### Sechzehntes Kapitel.

74. Die Kommutation . . . . .	274
75. Kommutation bei konstanter Stromdichte unter den Bürsten . . .	278
76. Kommutation bei veränderlicher Stromdichte unter den Bürsten . .	284
77. Die magnetische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen . . . .	286
78. Die elektrische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen . . . .	290
79. Kommutation bei einer Bürstenbreite $b_r \leq \beta_r$ . . . . .	291
80. Beispiele für die Kommutation bei einer Bürstenbreite $b_r \leq \beta_r$ . . .	296
81. Kommutation bei einer Bürstenbreite $b_r > \beta_r$ . . . . .	308
82. Die Energiewandlungen der Kurzschlussperiode . . . . .	312
83. Unterschied der Kommutirung beim Generator und Motor . . . .	315
84. Experimentelle Untersuchungen über die Vorgänge während der Kommutation . . . . .	318

### Siebenzehntes Kapitel.

85. Die Zeitdauer des Kurzschlusses $T$ und der Einfluss der Wicklung auf dieselbe . . . . .	323
---	-----

**Achtzehntes Kapitel.**

	Seite
86. Die Induktionskoeffizienten des Kurzschlussstromkreises . . . . .	327
87. Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten $L$ . . . . .	328
88. Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten $M$ . . . . .	335
89. Experimentelle Bestimmung der Induktionskoeffizienten . . . . .	336
90. Die Vorausberechnung von $L + \Sigma (M)$ . . . . .	345
91. Die Vorausberechnung des scheinbaren Selbstinduktionskoeffizienten $L_s$ , der in dem Ausdruck für $A$ steht . . . . .	351
92. Anordnung zur Verkleinerung der scheinbaren Selbstinduktion einer kurzgeschlossenen Spule . . . . .	354

**Neunzehntes Kapitel.**

93. Die Widerstände des Kurzschlussstromkreises . . . . .	359
94. Die Eigenschaften und die Wahl des Bürstenmaterials . . . . .	362
95. Berechnung des Formfaktors $f_u$ der Stromverteilung unter den Bürsten . . . . .	369
96. Das verschiedene Verhalten der positiven und der negativen Bürsten . . . . .	372
97. Die Stromdichten und die Potentialdifferenzen zwischen Bürste und Kollektor . . . . .	373

**Zwanzigstes Kapitel.**

98. Experimentelle Untersuchung des Kommutierungsvorganges . . . . .	375
99. Die Bedingungen für eine gute Kommutation . . . . .	382
100. Einfluss der Hauptdimensionen einer Maschine auf die Kommutation . . . . .	389

**Einundzwanzigstes Kapitel.**

101. Die Methoden zur Erzeugung der kommutirenden EMKe . . . . .	394
102. Die Konstruktion der Polschuhe . . . . .	394
103. Erzeugung des kommutirenden Feldes mittelst einer Compoundwicklung . . . . .	400
104. Kompensationswicklungen für die Armaturrückwirkung . . . . .	403
105. Einfluss der Sehnenwicklung auf die Kommutation und die Armaturrückwirkung . . . . .	410
106. Die Wicklung von Sayers . . . . .	417

**Zweiundzwanzigstes Kapitel.**

Die charakteristischen Kurven der Gleichstrommaschinen.

107. Die charakteristischen Kurven der fremderregten Maschine . . . . .	423
108. Die charakteristischen Kurven der Hauptschlussmaschine . . . . .	432
109. Die charakteristischen Kurven der Nebenschlussmaschine . . . . .	437
110. Die charakteristischen Kurven der Compoundmaschine . . . . .	443
111. Die charakteristischen Kurven des Nebenschlussmotors . . . . .	449
112. Die charakteristischen Kurven des Hauptschlussmotors und des Compoundmotors . . . . .	451

**Dreiundzwanzigstes Kapitel.**

Die Effektverluste einer Gleichstrommaschine.

113. Die Verluste im Ankerkörper . . . . .	456
114. Verluste im Ankercupfer . . . . .	472

	Seite
115. Die Verluste am Kollektor . . . . .	476
116. Verluste durch Erregung . . . . .	487
117. Verluste durch Wirbelströme und Hysteresis in den Polen der Feldmagnete . . . . .	489
118. Mechanische Verluste . . . . .	492

### Vierundzwanzigstes Kapitel.

119. Wirkungsgrad einer Gleichstrommaschine und der Einfluss der ein- zelnen Verluste auf den Verlauf desselben . . . . .	500
120. Experimentelle Trennung der in einer Gleichstrommaschine auf- tretenden Verluste . . . . .	503

### Fünfundzwanzigstes Kapitel.

121. Die Erwärmung und Abkühlung eines homogenen Körpers . . . . .	512
122. Die Erwärmung der Magnetspulen . . . . .	515
123. Die Erwärmung des Ankers . . . . .	523
124. Die Erwärmung des Kollektors . . . . .	530
125. Die Erwärmung der Lager . . . . .	531
126. Die Erwärmung von Kapselmotoren . . . . .	531
127. Die Erwärmung einer Gleichstrommaschine mit aussetzendem Betrieb . . . . .	532

---

Erklärung der in den Formeln verwendeten Buchstaben . . . . .	541
Namenregister . . . . .	548
Sachregister . . . . .	549

---

## Erstes Kapitel.

1. Die Erzeugung eines Gleichstromes. — 2. Die unipolare Induktion. —
3. Die Reihenschaltung von inducirten Leitern.

### 1. Die Erzeugung eines Gleichstromes.

Als Gleichstrom bezeichnet man einen elektrischen Strom von gleichbleibender Richtung und konstanter oder doch nahezu konstanter Stärke. Ändert der Strom bei gleichbleibender Richtung seine Stärke von Moment zu Moment, so wird er als pulsirender Gleichstrom oder auch als Wellenstrom bezeichnet.

Wir wollen nun untersuchen, wie ein Gleichstrom durch Bewegung von Leitern im magnetischen Felde erzeugt werden kann.

Wir denken uns zu dem Zwecke einen geschlossenen, z. B. einen ringförmigen Magneten an einer Stelle mit einem Luftschlitze von der Weite  $\delta$  versehen (siehe Fig. 1). Der totale magnetische Kraftfluss zwischen den Polen  $N$  und  $S$  sei gleich  $\Phi$ .

Bewegen wir nun einen Leiter  $AB$  der Schleife  $ABCD$  durch das magnetische Feld, und ändert sich während des Zeitelementes  $dt$  der die Schleife durchdringende Kraftfluss um  $d\Phi$ , so ist die im Leiter inducirte EMK

$$E = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Ist  $b \cdot l$  die Fläche eines Poles in  $\text{cm}^2$ , so stellt

$$B = \frac{\Phi}{b \cdot l}$$

eine der gesammten Strömung  $\Phi$  entsprechende Induktion pro  $\text{cm}^2$  im Luftzwischenraume  $\delta$  dar.

Bezeichnet  $ds$  den vom Leiter  $AB$  senkrecht zu dem Kraftflusse während der Zeit  $dt$  zurückgelegten Weg, so ist

$$-d\Phi = B \cdot l \cdot ds$$

und

$$E = B \cdot l \frac{ds}{dt}$$

und wenn sich der Stab mit gleichförmiger Geschwindigkeit  $\frac{ds}{dt} = v$  bewegt, so wird

$$E = B \cdot l \cdot v \text{ abs. Einheiten}$$

$$E = 10^{-8} \cdot B \cdot l \cdot v \text{ Volt} \quad . \quad . \quad . \quad (1).$$

Ist z. B.  $B = 5000$ ,  $l = 100$  cm,  $v = 2000$  cm, so wird

$$E = 10 \text{ Volt.}$$

Ist der Stab  $AB$  ein Theil eines geschlossenen Stromkreises und der Widerstand des gesammten Stromkreises  $R$  Ohm, so wird die inducirte Stromstärke

$$J = \frac{E}{R} \text{ Ampère.}$$

Der inducirte Strom  $J$  erzeugt seinerseits ein magnetisches Feld, dessen Kraftfluss den Leiter umkreist und das ursprüngliche

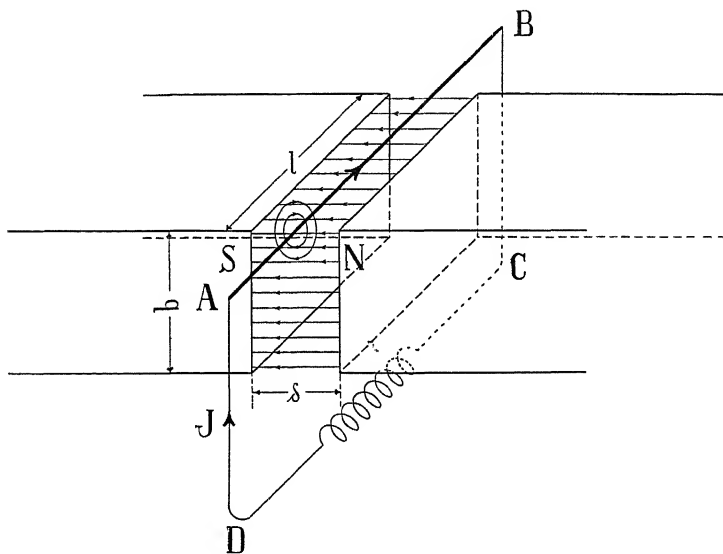


Fig. 1.

Feld auf derjenigen Seite, auf welcher der Kraftfluss im gleichen Sinne läuft, verstärkt, auf der andern schwächt. Man bezeichnet diese Deformirung des ursprünglichen Feldes als magnetische Rückwirkung.

Zur Bestimmung der positiven Richtung der EMK benutzt man am besten die folgende und für Gleichstromanker eine später (S. 8) angegebene Regel, die direkt aus der ersten hervorgeht.

*Man denkt sich die rechte Hand so im magnetischen Felde liegend, dass der Kraftfluss in die Handfläche eintritt, und dass die Bewegung des Leiters in der Richtung des Daumens erfolgt, dann wirkt die inducirte EMK (oder fliesst der Strom) in der Richtung der Fingerspitzen.*

Als positive Richtung der Kraftlinien gilt diejenige, nach welcher sich ein freies nordmagnetisches Theilchen bewegen würde; die Kraftlinien treten also in den Südpol ein.

Wird ein Leiter vom Strom durchflossen, so erzeugt dieser einen Kraftfluss um den Leiter herum, und die Richtung desselben findet man durch folgende Regel:

*Man denkt sich den Leiter so durch die rechte Hand ersetzt, dass der Strom durch die Handwurzel ein- und die Fingerspitzen austritt, und kehrt die Handfläche gegen denjenigen Punkt, für welchen die Richtung der Kraftlinien gesucht wird, dann giebt der Daumen diese Richtung an.*

Diese beiden Regeln können mittelst des Principes der Erhaltung der Energie aus einander abgeleitet werden.

Soll die Maschine als Motor laufen, so findet man nach dem Gesetze der Aktion und Reaktion die Drehrichtung.

*Denkt man sich die linke Hand so im magnetischen Felde liegend, dass der Kraftfluss in die Handfläche eintritt, und dass der Strom in der Richtung der Fingerspitzen fliesst, so giebt der Daumen die Drehrichtung des Motors an.*

## 2. Die unipolare Induktion.

Ein andauernder, gleichgerichteter Strom könnte mit der oben beschriebenen Anordnung nur erhalten werden, wenn das magnetische Feld unbegrenzt gross wäre; denn sobald der Leiter das magnetische Feld verlässt, hört die Induktionswirkung auf; kehrt aber derselbe seine Bewegung um, so ändert sich die Stromrichtung.

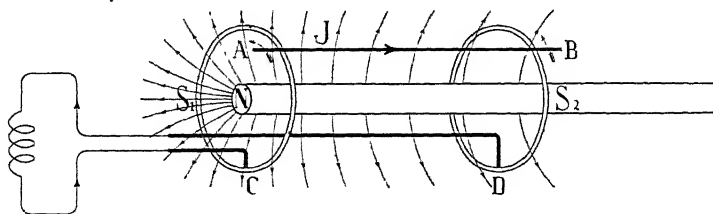


Fig. 2.

Um einen andauernden Gleichstrom zu erzeugen, ändern wir die in Fig. 1 dargestellte Anordnung derart ab, dass sich der Leiter  $AB$  kreisförmig um die Axe eines Poles bewegt. (Fig. 2).



Der Stromkreis wird durch zwei feststehende Schleifringe  $S_1 S_2$  und eine Verbindungsleitung derselben geschlossen. Die Schleifringe können auch mit  $AB$  rotiren, es sind dann bei  $C$  und  $D$  Schleifbürsten anzubringen. Der Leiter bewegt sich jetzt ununterbrochen in einem Felde von konstanter Stärke und die Fläche der Schleife, deren Kraftfluss veränderlich ist, wird jetzt durch die Cylinderfläche  $ABDC$  dargestellt. Der Kraftfluss wird nach den gegebenen Regeln immer in demselben Sinne geschnitten und wir erhalten bei stetiger Bewegung einen andauernden Gleichstrom.

Da der zweite Pol, in unserer Figur ist es der Südpol, beliebig weit vom anderen Pol entfernt sein kann, ohne dass die Induktion im Leiter  $AB$  zu Null wird, bezeichnet man diese als unipolare Induktion und die Maschinen, welche nach diesem Principe gebaut sind, als unipolare Gleichstrommaschinen.

Die unipolare Maschine ist sehr einfach. In Fig. 3 ist eine solche abgebildet. Das Magnetfeld mit der Feldspule  $F$  ist derart gebaut, dass der Kraftfluss, dessen Weg durch eine punktirte Linie

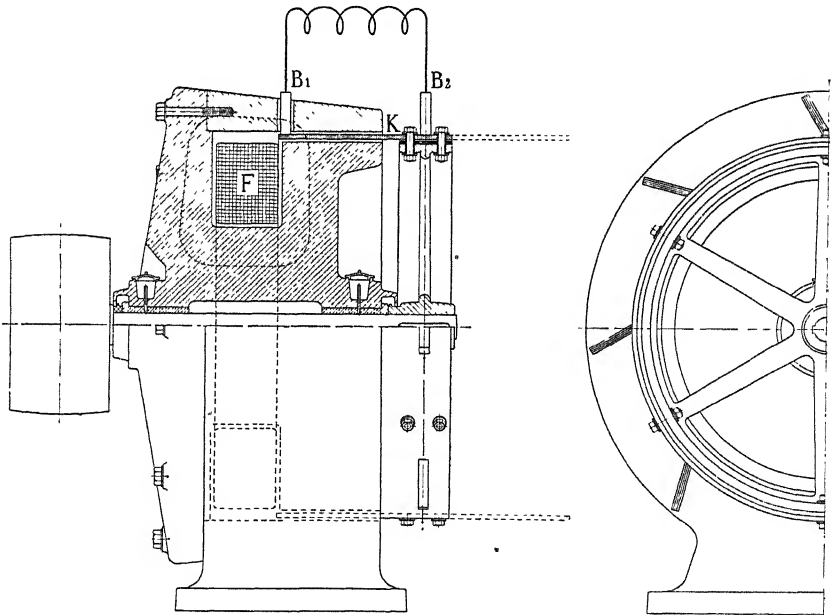


Fig. 3. Unipolare Gleichstrommaschine.

angedeutet ist, zum grössten Theil im Eisen verläuft, so dass in dem schmalen Luftschlitze, in welchem die Armatur rotirt, ein kräftiges magnetisches Feld erzeugt wird.

Die Armatur besteht aus einem von der Axe isolirten Kupfercylinder  $K$ , auf dessen Enden je eine oder mehrere feststehende Bürsten  $B_1 B_2$  schleifen.

Trotz dieser Einfachheit und trotz vielfachen Versuchen hat die unipolare Gleichstrommaschine keine praktische Bedeutung erlangt.

Ein Nachtheil der unipolaren Anordnung besteht zunächst darin, dass man mit der Grösse der erreichbaren EMK an bestimmte von der Grösse der Maschine abhängige enge Grenzen gebunden ist.

Wie aus Gleichung 1) hervorgeht, ist die Grösse der inducirten EMK abhängig von der Intensität des magnetischen Feldes, von der Geschwindigkeit und der inducirten Länge des Leiters. Die ersten beiden Grössen  $B$  und  $v$  können ein gewisses Maass nicht überschreiten; haben dieselben ihren Grenzwert erreicht, so ist eine weitere Erhöhung der EMK nur durch Vergrösserung der inducirten Leiterlänge, d. h. durch Vergrösserung der Maschine, erreichbar und man ist daher an verhältnissmässig kleine E. M. Ke. gebunden.

Ist z. B.  $B = 18\,000$ ,  $v = 6000$  cm,  $E = 60$  Volt, so wird  $l = 55$  cm. Diese Länge wird als einseitige, freitragende Länge des Kupfercylinders nicht erheblich überschritten werden können; man würde daher, wenn der Kupfercylinder in Fig. 3 auf die andere Seite verlängert und, wie angedeutet, noch ein zweites Magnetfeld angeordnet würde, zwischen den äusseren Bürsten höchstens eine Spannung von ca. 120 Volt bei 60 m Umfangsgeschwindigkeit erreichen.

Die Leistung einer solchen Maschine würde nur dann einigermaßen in einem wirtschaftlich annehmbaren Verhältniss zu ihrem Gewichte stehen, wenn derselben eine grosse Stromstärke entnommen wird. Da am ganzen Umfange der Armatur Bürsten angebracht werden können, so ist dieselbe scheinbar zur Entnahme von grossen Stromstärken sehr geeignet. Praktische Versuche haben aber gezeigt, dass die Reibungsarbeit und die Abnutzung der Bürsten und der Schleifringe bei der grossen Umfangsgeschwindigkeit so gross sind, dass ein regelrechter Betrieb nicht aufrecht erhalten werden kann. Bei kleinen Umfangsgeschwindigkeiten ist dagegen die Leistung der Unipolarmaschine im Verhältniss zu ihrem Gewichte zu klein.

Eine Erhöhung der Spannung wäre bei der unipolaren Induktion noch durch Hintereinander- oder Reihenschaltung von inducirten Leitern möglich. Das ist jedoch nur unter Anwendung von Schleifbürsten ausführbar, indem man z. B. den Kupfercylinder in Fig. 3

in mehrere, von einander isolirte, zur Axe parallele Streifen zerlegt und die Schleifbürsten dieser Streifen in Reihenschaltung verbindet. Dadurch würden aber die Uebelstände, welche den unipolaren Maschinen anhaften, nicht beseitigt.

### 3. Die Reihenschaltung von inducirten Leitern.

Eine direkte Reihenschaltung von inducirten Leitern derart, dass die E. M. Ke. sich addiren, wird erst möglich, wenn die Leiter in einem Felde von wechselnder Richtung oder in einem Felde von wechselnder Intensität bewegt werden.

Denken wir uns z. B. eine Reihe magnetischer Pole im Kreise derart angeordnet, dass sie in gleichen Abständen mit abwechselnder Polarität auf einander folgen, und verwandeln für die Darstellung diese kreisförmige Anordnung in eine geradlinige, so erhalten wir Fig. 4.

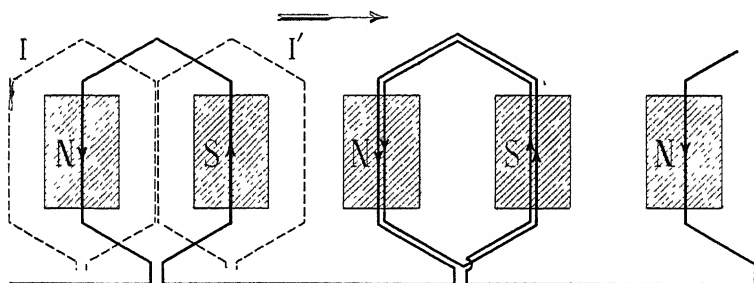


Fig. 4. Wechsellipolige Anordnung.

Die Hintereinanderschaltung beliebig vieler Leiter wird dann auf einfachste Weise durch die dargestellte Art erreicht. Für die angenommene geradlinige Bewegungsrichtung der über den Polen liegenden Leiter ist die der momentanen Lage der Leiter entsprechende Richtung der EMKe eingezeichnet. Fig. 4 kann als wechsellipolige Anordnung bezeichnet werden.

Denken wir uns nun die eine Hälfte der Pole, z. B. alle Südpole, entfernt und direkt den Nordpolen gegenüber, wie Fig. 5 und 6 darstellen, angeordnet, so bewegen sich die Leiter in einem Felde von gleichbleibender Richtung, aber wechselnder Intensität. Die Schaltung der inducirten Leiter bleibt unverändert. Man bezeichnet diese Anordnung als gleichlipolig.

Fig. 7 zeigt eine andere gleichlipolige Anordnung. Hier sind die Nord- und Südpole seitlich gegen einander verschoben, und die Ankerspulen sind bei sonst unveränderter Form verlängert worden.

Die magnetische Anordnung ist in Fig. 8 durch einen Querschnitt verdeutlicht. Die Erregerspule der Feldmagnete ist mit  $F$  bezeichnet.

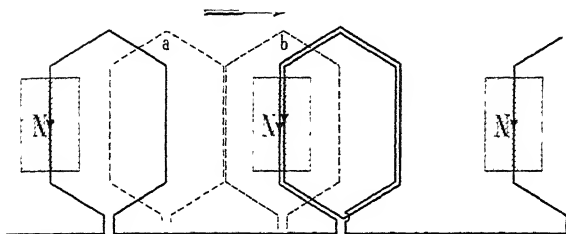


Fig. 5. Gleichpolige Anordnung.

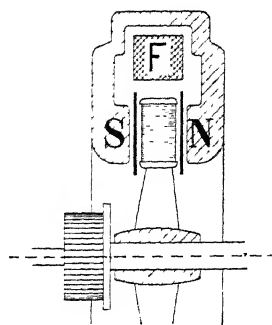


Fig. 6.

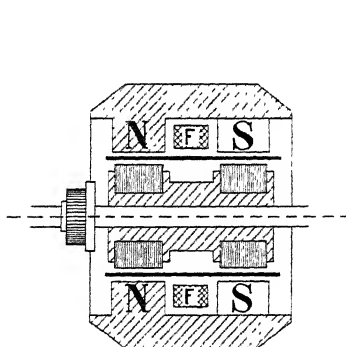


Fig. 8.

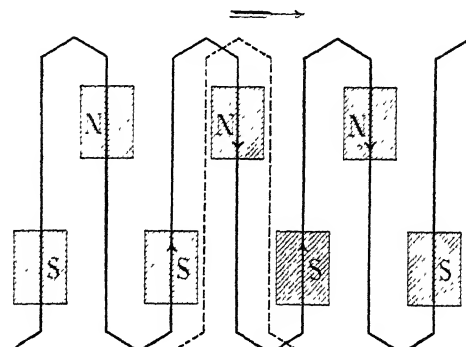


Fig. 7. Gleichpolige Anordnung.

Durch die Hintereinanderschaltung der einzelnen Leiter entstehen, wie aus Fig. 4 ersichtlich ist, Drahtwindungen oder Drahtspulen. Anstatt die Bewegung der Leiter können wir daher die Bewegung der Windungen betrachten.

Die Bewegung der Drahtwindungen im Felde erfolgt stets derart, dass die Intensität des magnetischen Kraftflusses, welcher die Fläche einer Windung durchströmt, sich periodisch ändert. Die Lage einer Windung zur Drehaxe kann auf drei principiell verschiedene Arten angeordnet werden, es ergeben sich daraus die drei verschiedenen Ankerkonstruktionen, die als

Ringanker (Fig. 9),  
Trommelanker (Fig. 10),  
Scheibenanker (Fig. 11)

bezeichnet werden.

In den Fig. 9, 10 und 11 ist eine Windung in verschiedenen Stellungen eingezeichnet, und die Richtung des inducirten Stromes für Rechtsdrehung markirt.

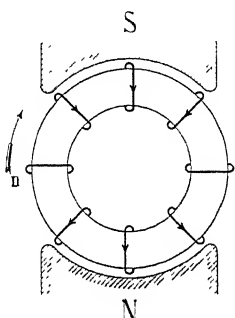


Fig. 9.  
Ringanker.

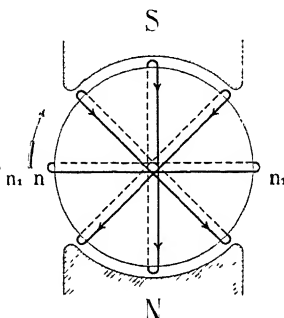


Fig. 10.  
Trommelanker.

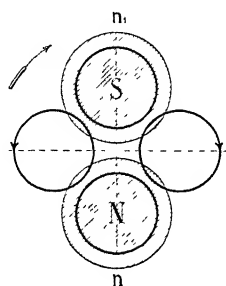


Fig. 11.  
Scheibenanker.

Für die Richtung des Stromes ergibt sich für Ring- und Trommelanker folgende Regel:

*Stellt man sich vor den Anker, so tritt bei Rechtsdrehung der Strom unter dem Südpol aus  $S$  und unter dem Nordpol ein  $N$ .*

Man hat sich somit nur die Worte: Rechtsdrehung, aus und ein zu merken, die Endbuchstaben der letzten Worte bezeichnen zugleich die Pole.

Sobald eine Windung aus dem Bereiche eines Poles in den eines benachbarten Poles übertritt, d. h. in der Lage  $nn_1$  (Fig. 9—11), so findet ein Richtungswechsel der inducirten EMK statt. (In den Fig. 4 und 5 ist diese Lage durch punktirte Linien angedeutet.) Es wird daher in dem Leiter ein Wechselstrom entstehen. Um in dem äusseren Stromkreise einen gleich gerichteten Strom zu erhalten, muss der Strom im Momente seines Richtungswechsels kommutirt werden.

Dieses kann dadurch geschehen, dass die Enden der Windung mit zwei von einander isolirten Segmenten, auf welchen die Bürsten  $A$  und  $B$  schleifen, verbunden werden (siehe Fig. 12). Die Bürste  $A$  bleibt stets mit dem Ende desjenigen Leiters ( $ab$  oder  $cd$ ), welcher sich in der einen und die Bürste  $B$  mit demjenigen Leiter, welcher sich in der entgegengesetzten Richtung durch das magnetische Feld bewegt, in Verbindung. Wir erhalten daher im äusseren Stromkreise  $ACB$  einen gleichgerichteten Strom.

Anstatt einer einfachen Drahtschleife darf eine Spule aus mehreren Windungen angenommen werden, deren Enden mit den Segmenten des Stromwenders (Kommutators) verbunden sind. In

Fig. 13 ist eine Ankerspule mit zwei Windungen aufgezeichnet: die Windungen sind hinter einander geschaltet.

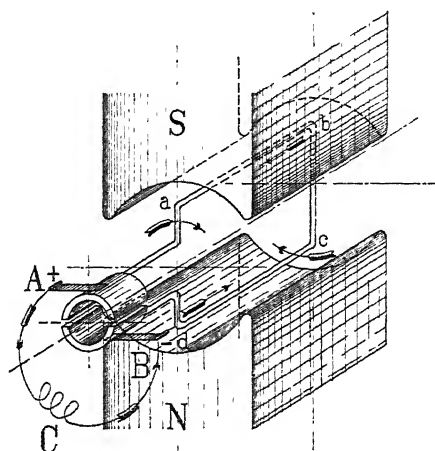


Fig. 12. Kommutation des Stromes.

Halbiren wir die Zahl der Windungen und schalten dieselben parallel, wie das in Fig. 14 für zwei Windungen dargestellt ist, so bilden die Ankerwindungen eine in sich geschlossene Spule

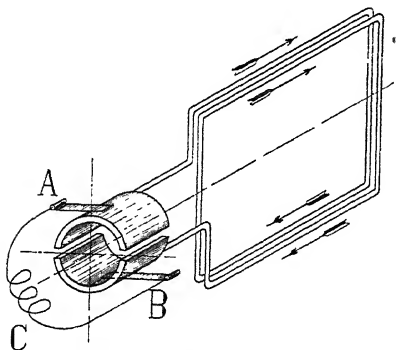


Fig. 13. Offene Wicklung.

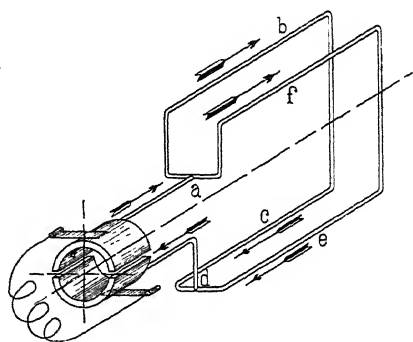


Fig. 14. Geschlossene Wicklung.

(*abcdefa*), deren Halbirungspunkte *a* und *d* mit dem Stromwender verbunden sind. In Fig. 15 ist diese Schaltung für Ringwicklung dargestellt.

Die in den Fig. 12 und 13 gegebene Schaltung wird als offene Ankerwicklung und die Schaltung der Fig. 14 und 15 als geschlossene Ankerwicklung bezeichnet.

Die gegebenen Anordnungen mit nur zweitheiligem Stromwender eignen sich nicht zur Erzeugung eines Gleichstromes von konstanter Spannung und Stärke, weil der Stromwechsel in allen

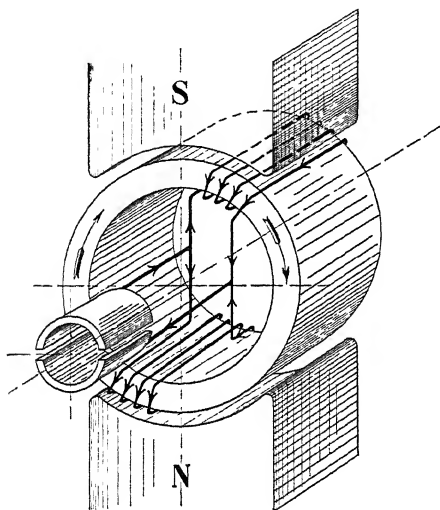


Fig. 15.

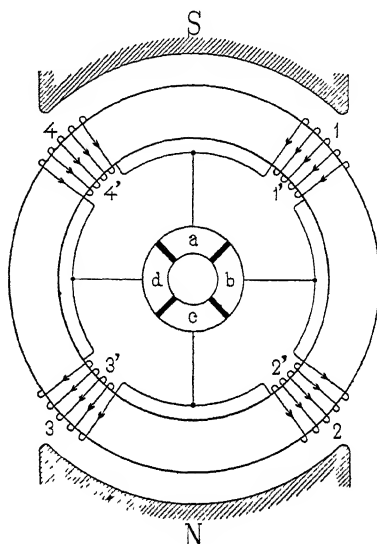


Fig. 16.

### Ringwicklung.

Leitern gleichzeitig eintritt. Die Stromstärke wird daher zwischen Null und einem Maximalwerthe schwanken und deren Verlauf kann graphisch durch die Kurve, Fig. 17, dargestellt werden.

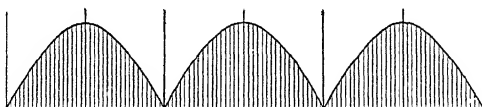


Fig. 17.

Um einen ununterbrochenen Gleichstrom zu erhalten, müssen wir zu einem mehrtheiligen Stromwender (Kollektor) übergehen und eine grössere Anzahl von Spulen im magnetischen Felde so anordnen, dass dieselben in regelmässiger Folge aus der neutralen Zone in die Lage der stärksten Induktion gelangen.

Bringen wir zwei Spulenpaare, die in einem rechten Winkel zu einander stehen, auf den eisernen Ring (siehe Fig. 16), so ist die Thätigkeit der Spulen zeitlich um  $\frac{1}{4}$  Umdrehung gegen einander verschoben, wie Fig. 18 zeigt, und wir erhalten einen Strom, dessen Stärke durch die Summe der Ordinaten der Kurven I und II ge-

messen wird. Es entsteht, wie Fig. 19 darstellt, ein ununterbrochener Strom, aber kein solcher von gleichbleibender Stärke

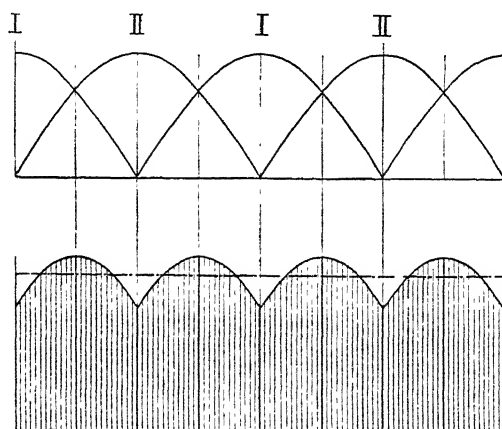


Fig. 18 und 19.

Zertheilen wir z. B. die Wicklung in 8 Spulen mit 8 Kollektorsegmenten, so ist die Thätigkeit der Spulen zeitlich um  $\frac{1}{8}$  Umdrehung gegen einander verschoben, wir erhalten jetzt bei jeder Umdrehung 8 Stromschwankungen, welche ungefähr nur halb so gross sind.

Die Grösse der Schwankung in Procenten des Mittelwerthes der Stromstärke ausgedrückt, ergibt sich wie folgt

Anzahl der Kollektorsegmente eines Polpaares	2	4	10	12	15	20	24	30	36	40	45	60	90
Schwankungen in Procenten	$\pm 50,0$	14,04	2,38	1,70	1,10	0,61	0,42	0,28	0,19	0,14	0,12	0,07	0,03

Eine Wicklung, die sich zur Erzeugung eines Gleichstromes eignen soll, muss demnach aus mehreren Spulen und Kollektorsegmenten bestehen.

Dasselbe gilt für die Trommelwicklung der Fig. 20. Diese Wicklung geht aus der Ringwicklung, Fig. 16, hervor, wenn die Spulen 1 — 1', 2 — 2', 3 — 3', 4 — 4', nach dem Schema der Fig. 14 auf den Umfang der Trommel gewickelt werden. Der Verlauf der geschlossenen Wicklung ist in beiden Fällen

$$a - 1, 1' - b - 2, 2' - c - 3, 3' - d - 4, 4' - a.$$

Der Strom vertheilt sich an der (—) Abnahmestelle in zwei Zweige und an der (+) Abnahmestelle findet die Vereinigung statt.

Eine solche Stromverzweigung ist jeder geschlossenen Wicklung eigen, d. h. es lassen sich höchstens die Hälfte sämmtlicher Stäbe oder Spulen hinter einander schalten.



In den Fig. 16 und 20 verzweigt sich für die gewählte Lage des Ankers der Strom wie folgt

$$- \langle d-4, 4'-a-1, 1'-b \rangle + \langle d-3', 3-c-2', 2-b \rangle +$$

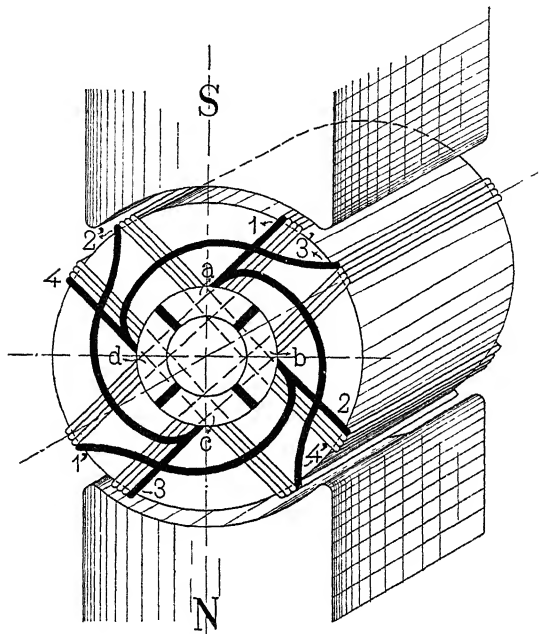


Fig. 20. Trommelwicklung.

Die auf einander folgenden Spulen, welche eine + Bürste und eine — Bürste verbinden, bilden einen Ankerstromzweig.

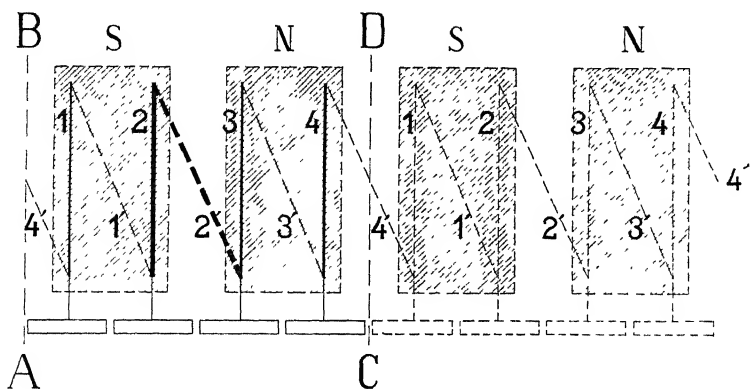


Fig. 21. Abgerollte Spiralwicklung.

Die Wicklungen von Fig. 16 und 20 besitzen zwei Ankerstromzweige.

Die Spulen bez. die Kollektorsegmente können bei mehrpoligen Maschinen in verschiedener Weise mit einander verbunden werden, dadurch wird die Zahl der verschiedenen Ankerwicklungen eine sehr mannigfache. — Wir wollen vorderhand nur die geschlosse-

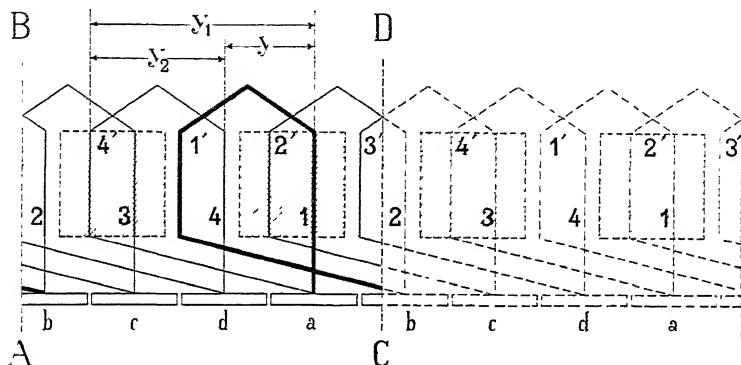


Fig. 22. Abgerollte Schleifenwicklung.

nen Ankerwicklungen betrachten, für welche sich eine allgemein gültige Schaltungsformel aufstellen lässt.

Denken wir uns bei den Wicklungen, Fig. 16 und 20, jede Spule durch eine einzige Windung ersetzt, die Wicklung auf-

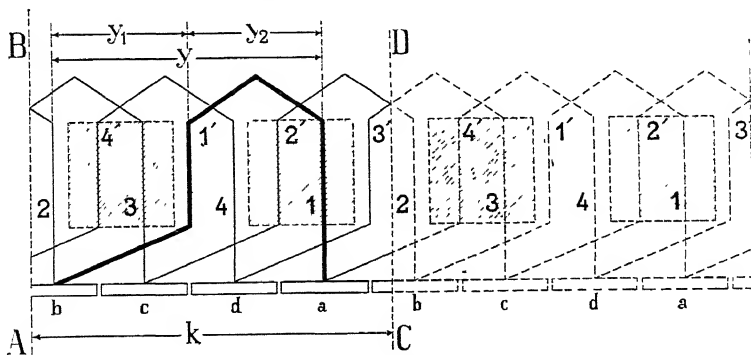


Fig. 23. Abgerollte Wellenwicklung.

geschnitten und in die Ebene ausgebreitet, so ergibt sich für die Ringwicklung das Schema Fig. 21 und für die Trommelwicklung das Schema Fig. 22.

Um zu zeigen, wie sich die im Schnitte *CD* liegenden Ankerdrähte an diejenigen des Schnittes *AB* im abgerollten Zustande des Schemas anschliessen, ist das Schema nochmals punktirt wiederholt.

Die Ringwicklung bildet eine fortlaufende Spirale, sie kann daher als **Spiralwicklung** bezeichnet werden. Der Lauf der Trommelwicklung ist durch den Linienzug

$$a - 1 - 1' - b \text{ oder } d - 4 - 4' - a$$

charakterisiert, der eine Schleife bildet. Man nennt eine solche Wicklung daher **Schleifenwicklung**.

Die inducirten Leiter der Fig. 22 können in derselben Reihenfolge noch in anderer Weise verbunden werden, wie Fig. 23 zeigt.

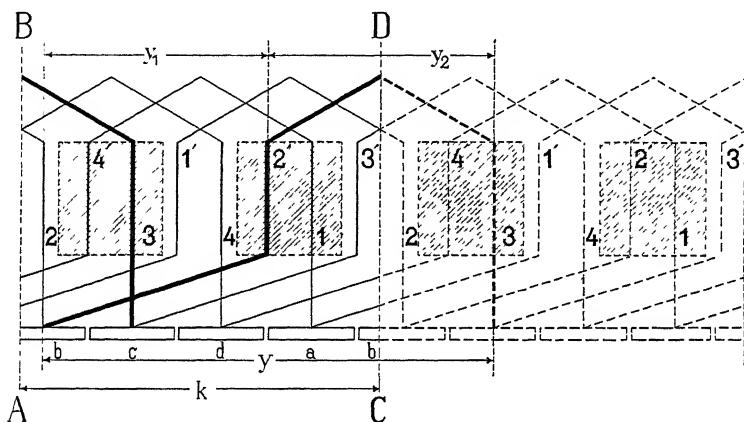


Fig. 24. Abgerollte Wellenwicklung.

Der Linienzug  $a - 1' - 1 - b$  bildet jetzt keine Schleife mehr, sondern beschreibt eine wellenförmige Kurve. Man bezeichnet daher diese Wicklungsart als **Wellenwicklung**.

Wenn wir die Verbindungen  $1 - 1'$ ,  $2 - 2'$  u. s. w. auf die Kollektorseite legen, so erhalten wir das Schema Fig. 24, welches ebenfalls eine Wellenwicklung darstellt.

## Zweites Kapitel.

4. Allgemeines über die verschiedenen Wicklungsarten. — 5. Die Spiralwicklung. — 6. Die Schleifenwicklung. — 7. Die Wellenwicklung. — 8. Allgemeine Schaltungsformeln und Regeln. — 9. Einfach und mehrfach geschlossene Wicklungen. — 10. Eintheilung der geschlossenen Ankerwicklungen.

### 4. Allgemeines über die verschiedenen Wicklungsarten.

Aus diesen einleitenden Bemerkungen ersehen wir, dass es möglich ist, die inducirten Drähte auf verschiedene Arten zu einer zusammenhängenden Wicklung zu verbinden. Die dadurch entstehenden Wicklungen können wir in 3 Hauptgruppen eintheilen:

1. Die Spiralwicklung.
2. Die Schleifenwicklung.
3. Die Wellenwicklung.

Die Spiralwicklung lässt sich nur beim Ringanker ausführen; die Schleifen- und Wellenwicklung dagegen kann für Ring-, Trommel- und Scheibenanker verwendet werden.

Um diese Wicklungen einheitlich behandeln zu können, theilen wir dieselbe in Wicklungselemente ein, messen das totale Fortschreiten derselben mit dem Wicklungsschritt und das Fortschreiten derselben bezüglich des magnetischen Feldes durch die Feldverschiebung.

**Das Wicklungselement.** Ein Wicklungselement bilden diejenigen Armaturdrähte oder Stäbe, welche zwischen zwei im Wicklungsschema auf einander folgenden Kollektorlamellen liegen. Das einfachste Wicklungselement ist die Spule. Es kann jedoch ein Wicklungselement aus zwei und mehr Spulen bestehen.

Bei einer vollkommen symmetrischen Wicklung sind alle Wicklungselemente unter einander gleich und in gleichen Abständen am Ankerumfange vertheilt. Die Zahl der Wicklungs-

elemente ist nach der gegebenen Definition somit immer gleich der Kollektorlamellenzahl.

**Der Wicklungsschritt.** Die Strecke, welche zurückgelegt wird, wenn wir von einer Kollektorlamelle ausgehen und im Schema bis zur nächsten Lamelle fortschreiten, d. h. wenn wir ein Wicklungselement durchlaufen, heisst der Wicklungsschritt. Wenn er durch die Zahl der zurückgelegten Spulen- oder Stabentfernungen gemessen wird, bezeichnen wir ihn mit  $y$ , und wenn er mit der Zahl der überschrittenen Kollektortheilungen gemessen wird, mit  $y_k$ .

**Die Verschiebung im magnetischen Felde.** Jedes Wicklungselement hat auch bezüglich des magnetischen Feldes eine andere Lage. Wenn wir von einem Wicklungselement zum folgenden übergehen, so ist die zurückgelegte Strecke kleiner oder grösser als die Poldistanz, d. h. wir schreiten im magnetischen Felde selbst vorwärts oder zurück. Dieser Schritt misst die tatsächliche Verschiebung im magnetischen Felde und kann als Feldverschiebung bezeichnet werden. Im allgemeinen sind Verschiebung und Wicklungsschritt von einander verschieden.

Wir bezeichnen die Verschiebung, wenn dieselbe mit Spulen- oder Stabentfernungen gemessen wird, mit  $m_s$ , und wenn sie mit Kollektortheilungen gemessen wird, mit  $m$ .

## 5. Die Spiralwicklung.

Sämmtliche Drähte dieser Wicklung sind so unter einander verbunden, dass dieselben eine in sich geschlossene Spirale bilden (s. Fig. 25).

Die Spiralwicklung ist eine stets vorwärts schreitende Wicklung, die in Fig. 25 nach einem Umgang um den Anker ganz durchlaufen ist. Die im Wicklungsschema auf einander folgenden Kollektorlamellen kommen neben einander zu liegen.

Da auf einen Südpol stets ein Nordpol folgt und umgekehrt, so findet zwischen zwei Polen stets eine Stromkehrung statt. An jeder solcher Stelle muss bei der Spiralwicklung eine Bürste angebracht werden, und der Strom teilt sich nach zwei Richtungen. Der Wicklung Fig. 25 entspricht das Stromverzweigungsschema Fig. 26, in welchem vier Ankerstromzweige vorhanden sind.

Hieraus folgt, dass wir bei der Spiralwicklung so viele Ankerstromzweige haben, als Pole vorhanden sind.

Bezeichnet  $A$  die ganze und  $a$  die halbe Anzahl der Ankerstromzweige,  $p$  die Anzahl der Polpaare, so ist

$$A = 2a = 2p \quad a = p \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

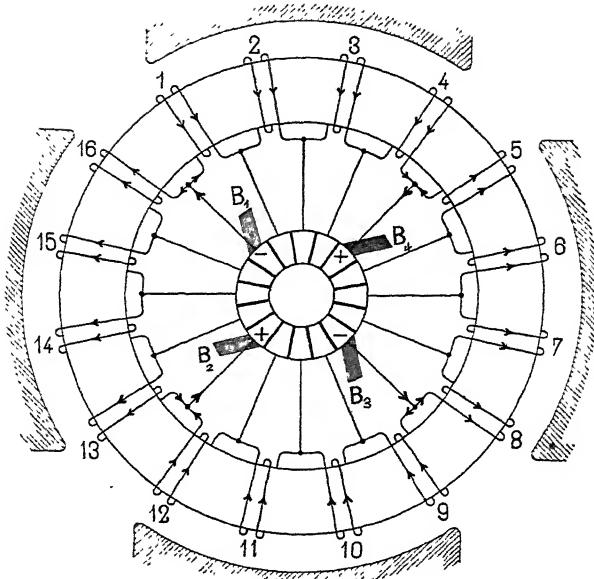


Fig. 25. Vierpoliger Ringanker mit Spiralwicklung.

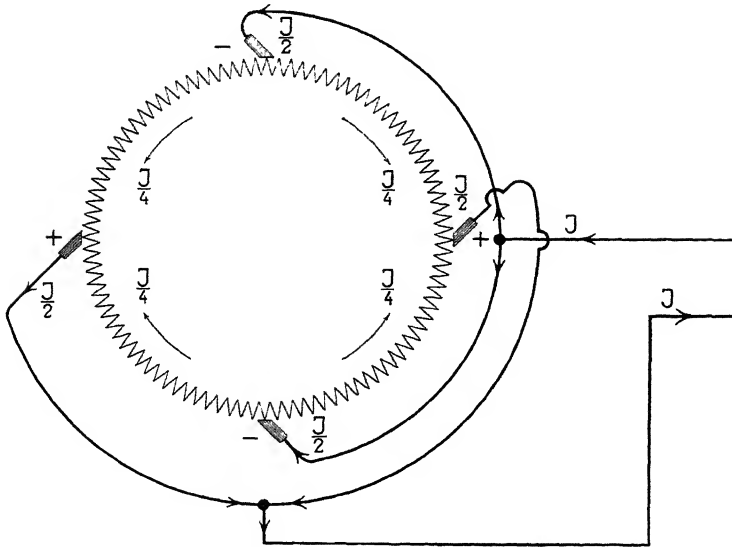


Fig. 26. Stromverteilungsschema zur Wicklung von Fig. 25.

Die Spiralwicklung kann für eine beliebige Polzahl verwendet werden, man muss nur die Anzahl der Bürsten dem entsprechend

vermehren. Die Spiralwicklung ist somit eine von der Polzahl unabhängige Wicklung.

Da benachbarte Spulen und benachbarte Lamellen im Schema auf einander folgen, so ist für die Spiralwicklung (Fig. 25)

$$y = \pm 1 \quad y_k = \pm 1.$$

Die Verschiebung einer Spule im Feld gegenüber der im Schema folgenden ist gleich dem Wicklungsschritt, also

$$m_s = y \quad m = y_k$$

Es ist  $y = +1$ , wenn wir beim Durchlaufen der Wicklung uns im Sinne des Uhrzeigers bewegen;  $y = -1$ , wenn wir uns beim Durchlaufen der Wicklung entgegengesetzt dem Sinne des Uhrzeigers bewegen.

Lassen wir bei der Verbindung der Spulen stets eine aus, d. h. verbinden wir Spule 1 mit Spule 3, Spule 3 mit Spule 5 . . . . (s. Fig. 27), so werden nach einem Umgange nur die Hälfte der

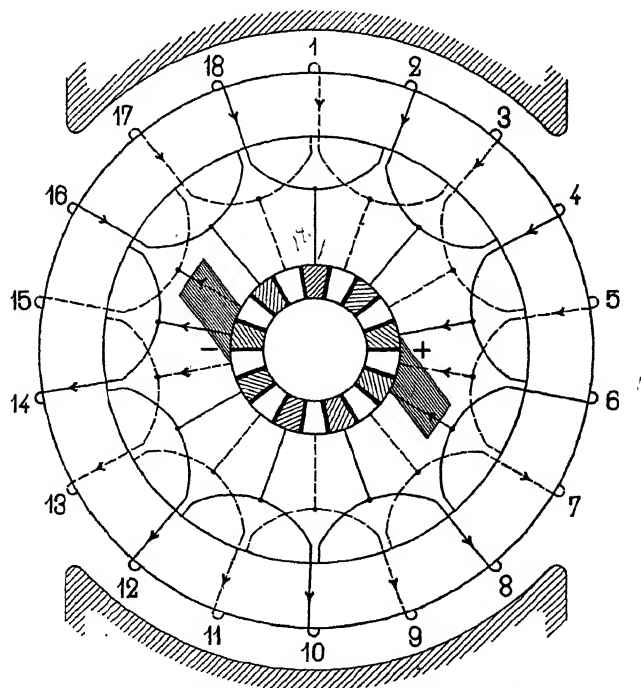


Fig. 27. Zweifach geschlossene Spiralwicklung.  $p=1$ ;  $m=2$ ;  $a=2p=2$ .

Spulen verbunden sein, und wir müssen noch einen Umgang machen, bevor die ganze Wicklung durchlaufen ist. Dadurch, dass wir die

Feldverschiebung vergrösserten und zwei Umgänge ausführen mussten, bis alle Spulen durchlaufen waren, hat sich die Anzahl der Ankerstromzweige verdoppelt. Ist die Spulenzahl  $S$  durch 2 theilbar, so kommen wir nach einem Umgange auf die erste Spule zurück. Die Wicklung schliesst sich also schon, nachdem erst die Hälfte der Spulen verbunden ist. Die noch nicht verbundenen Spulen lassen sich zu einer gleichen Wicklung vereinigen. Wir erhalten so zwei für sich geschlossene, von einander unabhängige Wicklungen. Eine solche Wicklung nennt man zweifach geschlossene Wicklung.

Wenn dagegen die Spulenzahl ungerade ist, so treffen wir nach einem Umgange noch nicht auf die Spule, von der wir ausgegangen, sondern erst, wenn wir alle Spulen durchlaufen haben, also zweimal um den Anker herum sind. Diese Wicklung nennt man eine einfach geschlossene (s. Fig. 28).

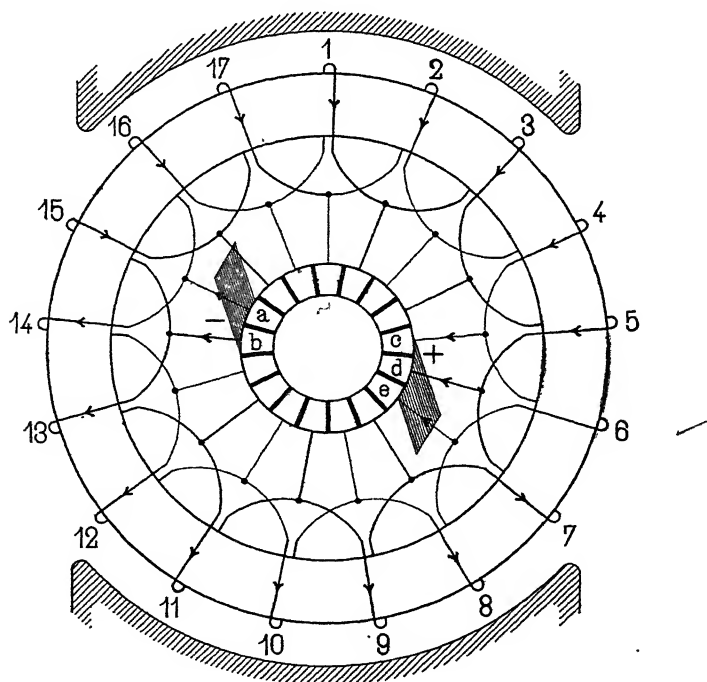


Fig. 28. Einfach geschlossene Spiralwicklung.  $p = 1$ ;  $m = 2$ ;  $a = 2p = 2$ .

Für diese beiden Wicklungen ist

$$y = y_k = \pm 2 \quad a = 2p \quad m_s = m = \pm 2.$$

2\*



Wenn wir jede  $m$ te Spule verbinden, so müssen wir  $m$  Umgänge machen, bis wir alle Spule getroffen haben.

Dann ist

$$y = \pm m_s; \quad y_k = \pm m; \quad m = m_s$$

$$A = 2a = 2pm_s = 2pm; \quad m = \frac{a}{p}$$

$$y = y_k = \pm \frac{a}{p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die Wicklung ist einfach geschlossen, wenn  $y$  und  $S$  keinen gemeinschaftlichen Theiler haben.

## 6. Die Schleifenwicklung.

Wie aus Fig. 22 und 29 ersichtlich ist, besteht ein Wicklungselement einer Schleifenwicklung mindestens aus zwei Drähten, die unter verschiedene Pole zu liegen kommen. Das Charakteristische dieser Wicklung ist, dass sie nicht wie die Spiralwicklung stets vorwärts schreitend, sondern vorwärts und rückwärts schreitend

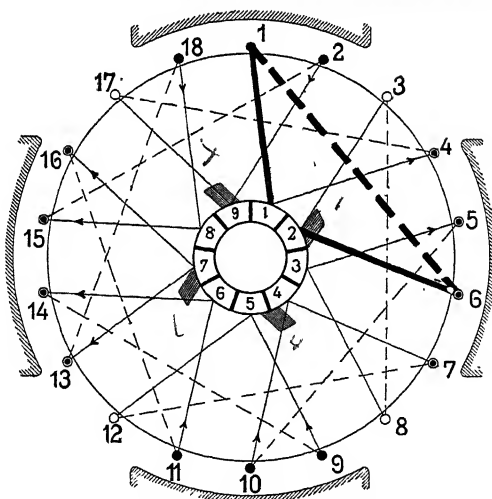
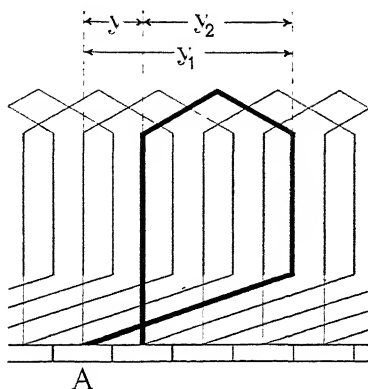
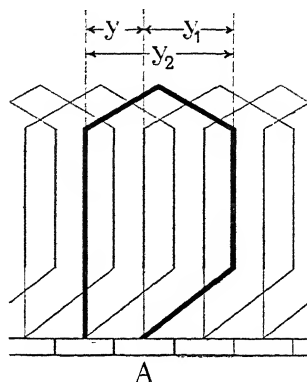


Fig. 29. Schleifenwicklung.  $p = 2$ ;  $m = 1$ ;  $a = p = 2$ .

ist. Der Wicklungsschritt zerfällt in zwei Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$ , die entgegengesetzte Richtung haben. Die beiden Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  dürfen nicht gleich gross sein, da sonst Anfang und Ende derselben Spule zusammenfallen und  $m_s = 0$  würde. Die Differenz  $y_1 - y_2$  ist gleich der Verschiebung  $m_s$  im Felde.  $y_1$  und  $y_2$  werden

gemessen in Drahtentfernungen zweier benachbarter Drähte. Je nachdem  $y_1$  grösser oder kleiner als  $y_2$  ist, giebt es für das Wicklungselement zwei typische Formen (Fig. 30 und 31).

Fig. 30.  $y_1 > y_2$ .Fig. 31.  $y_1 < y_2$ .

$A$  sei der Anfangspunkt der Wicklung. Wenn  $y_1 > y_2$  ist, so hat das Wicklungselement die Form einer Schleife, daher auch der Name Schleifenwicklung.

Beim Durchlaufen der Wicklung erfolgt die Verschiebung im Felde in der Richtung von  $y_1$ , weil  $y_1 > y_2$  ist. Für  $y_1 < y_2$  haben wir keine Schleife mehr; der Sinn der Verschiebung beim Durchlaufen der Wicklung ist derjenige von  $y_2$ .

Wenn wir die ganze Schleifenwicklung durchlaufen, so kommen wir schliesslich wieder zum Punkte  $A$  zurück. Da wir stets von einer Lamelle zu der benachbarten fortschreiten, so ist  $m = 1$  und  $m_s = 2$  und wir sind nur einmal um den Anker herumgekommen.

Die Stromrichtung in der Wicklung kehrt jedesmal um, sobald wir um eine Poltheilung vorwärts geschritten sind. Wir erhalten also so viele Ankerstromzweige, als wir Pole haben.

$$A = 2a = 2p \text{ oder } a = p.$$

Für den Wicklungsschritt  $y$  erhalten wir

$$y = y_1 - y_2 = m_s = \pm 2 \text{ und } \frac{y_1 - y_2}{2} = y_k = \pm 1. \quad (4)$$

Damit in den Drähten eines Wicklungselementes EMKe von gleicher Richtung bezüglich seines Stromkreises inducirt werden, müssen  $y_1$  und  $y_2$  ungefähr gleich einer Poltheilung sein, d. h.

$$y_1 \approx \frac{s}{2p} \quad y_2 \approx \frac{s}{2p},$$

wo  $s$  gleich der Anzahl der Spulenseiten ist, die über den Umfang des Ankers vertheilt sind.

Da  $y_1$  und  $y_2$  ganze und ungerade Zahlen sein müssen, wie später Seite 32 gezeigt wird, setzen wir

$$y_2 = \frac{s \pm b}{2p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$b$  ist eine beliebig gewählte ganze Zahl, deren Summe oder Differenz mit  $s$  durch  $2p$  theilbar sein muss.  $b$  ist ein Mass für die Abweichung des Theilschrittes  $y_2$  von der Poltheilung. Wenn  $s$  nicht durch  $2p$  theilbar oder  $y_2$  eine gerade Zahl ist, so müssen wir einen Werth von  $b$  annehmen, damit  $y_2$  ganz und ungerade wird.

Aus Gleichung 4 und 5 folgt für  $y_1$

$$y_1 = \frac{s \pm b}{2p} \pm 2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Statt dass wir immer benachbarte Wicklungselemente mit einander verbinden, können wir regelmässig ein oder mehrere überspringen (s. Fig. 32), d. h.  $m > 1$  machen.

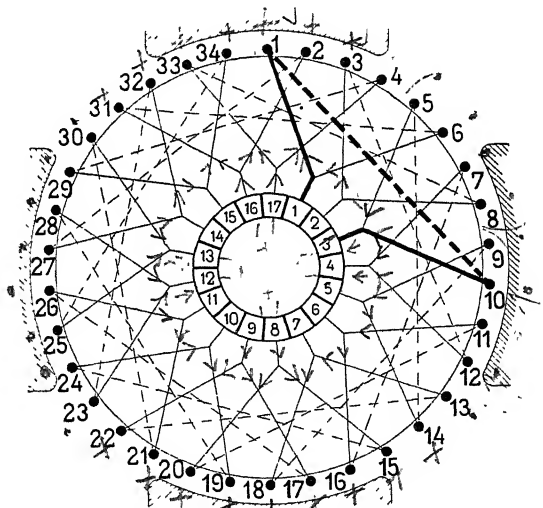


Fig. 32. Schleifenwicklung.  $p = 2$ ;  $m = 2$ ;  $a = 2p = 4$ .

Wenn wir nun die Wicklung durchlaufen, so müssen wir  $m$  Umgänge, d. h. so viele Umgänge ausführen, als wir jeweils Wicklungselemente übersprungen haben. Wir erhalten wieder die Beziehung

$$\text{daher} \quad \left. \begin{aligned} y &= m_s \text{ und } y_k = m \\ y_1 - y_2 &= m_s = 2m \\ y_1 &= \frac{s \pm b}{2p} \pm 2m & y_2 &= \frac{s \pm b}{2p} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (6)$$

Die Zahl der Ankerstromzweige ist offenbar gleich  $2p$  mal der Zahl der Umgänge, d. h.  $2p$  mal der Feldverschiebung  $m$ , also

$$\left. \begin{aligned} A &= 2a = 2pm \\ \text{oder} \quad m &= \frac{a}{p} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (7)$$

Es wird somit für die Schleifenwicklungen

$$\left. \begin{aligned} y_1 - y_2 &= \frac{2a}{p} \\ y_1 &= \frac{s \pm b}{2p} \pm \frac{2a}{p}; & y_2 &= \frac{s \pm b}{2p} \\ y_k &= \frac{y_1 - y_2}{2} = \pm \frac{a}{p} \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (8)$$

## 7. Die Wellenwicklung.

Diese Wicklung unterscheidet sich von der Schleifenwicklung dadurch, dass die beiden Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  dieselbe Richtung haben. Die Wellenwicklung ist somit eine stets vorwärts-schreitende Wicklung. Es ist nun

$$y = y_1 + y_2.$$

Der Wicklungsschritt  $y$  ist ungefähr gleich der doppelten Poltheilung. Wenn wir z. B. in Fig. 33 um  $p$  Wicklungselemente oder  $p$  Kollektorlamellen vorwärts schreiten, so sind wir einmal um den Anker herumgekommen (s. Fig. 33). Nach diesem Umgange dürfen wir noch nicht auf diejenige Kollektorlamelle treffen, von der wir ausgegangen sind, da sonst je  $p$  Wicklungselemente eine für sich geschlossene unabhängige Wicklung bilden würden.

Es muss also jede Spule gegenüber der vorhergehenden etwas im Felde verschoben sein. Der Schritt  $y$  muss somit um die Verschiebung grösser oder kleiner als die doppelte Poltheilung gemacht werden. Also

$$y \gtrless \frac{s}{p}; \quad y_k \gtrless \frac{K}{p}.$$

Wir setzen

$$y = \frac{s}{p} \pm m_s; \quad y_k = \frac{K}{p} \pm m \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

oder

$$s = py \pm pm_s$$

$$K = p \cdot y_k \pm p \cdot m$$

Bei der Wellenwicklung ist die Feldverschiebung von zwei aufeinander folgenden Wicklungselementen nicht mehr wie bei der Spiral- und Schleifenwicklung gleich dem Wicklungsschritt, sondern

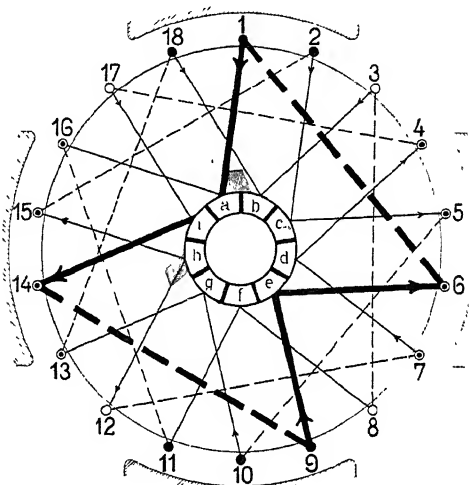


Fig. 33. Wellenwicklung.  $p=2$ ;  $a=1$ ;  $s=18$ .

gleich der Abweichung des Wicklungsschrittes von der Poltheilung, und sie kann kleiner sein als eine Kollektortheilung. Je kleiner die Verschiebung gewählt wird, um so kleiner wird die Zahl der Ankerstromzweige. Die kleinste mögliche Verschiebung entspricht  $A=2$ .

Die Theilsschritte  $y_1$  und  $y_2$  sind immer annähernd gleich einer Poltheilung; wenn der eine grösser als eine Poltheilung gemacht wird, so muss der andere kleiner als die Poltheilung werden. Wir können schreiben

$$y_1 = \frac{s \pm b}{2p} \pm \frac{m_s}{2}$$

$$y_2 = \frac{s \mp b}{2p} \pm \frac{m_s}{2}$$

so dass wieder

$$y_1 \mp y_2 = \frac{s}{p} \mp m_s.$$

$b$  hat einen solchen Zahlenwerth, dass  $y_1$  und  $y_2$  ganzzahlig und ungerade werden.

Wir wollen nun annehmen, dass wir nach einem Umgange zu demjenigen Wicklungselemente gelangen, das dem ersten, von dem wir ausgegangen, benachbart ist. Dann ist

$$\mu m = \pm 1; \quad \mu m_s = \pm 2.$$

Nach jedem Umgange haben wir uns dann um zwei Drahtentfernungen oder um eine Kollektorlamelle weiter im Felde nach einer bestimmten Seite hin bewegt. Alle bis dahin in den Drähten inducirten EMKe haben bezüglich der Wicklung dieselbe Richtung. Wenn wir beim Durchlaufen der Wicklung uns im Felde um eine Poltheilung verschoben haben, so tritt eine Umkehrung der Richtung der inducirten EMKe in den nun folgenden Wicklungselementen ein; denn die Drähte kommen unter entgegengesetzte Pole zu liegen. Verfolgen wir die Wicklung noch weiter, so werden wir nach einer weiteren Verschiebung im Felde um eine Poltheilung

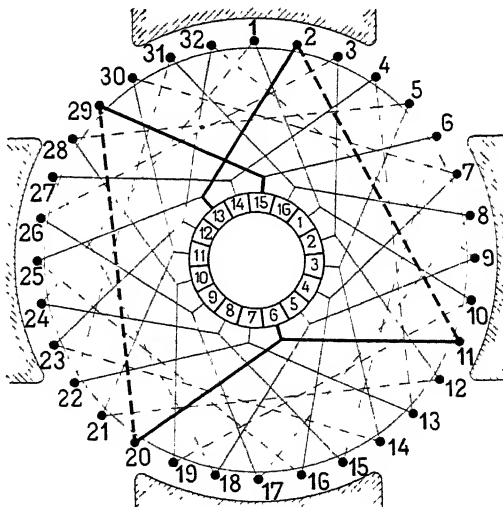


Fig. 34. Wellenwicklung.  $p = 2$ ;  $a = 2$ ;  $s = 32$ .

die ganze Wicklung durchlaufen haben und zum Ausgangspunkt zurückgekehrt sein.

Wir wollen nun annehmen, dass wir nach dem ersten Umgange um den Anker nicht zu der der Ausgangskollektorlamelle benach-

barten Lamelle gelangen, sondern um eine Kollektorlamelle weiter (s. Fig. 34), so dass wir zwischen dieser Lamelle und der ersten eine noch unverbundene haben. In diesem Falle ist

$$pm = \pm 2 \text{ und } pm_s = \pm 4.$$

Wenn wir nun beim Durchlaufen der Wicklung uns um die doppelte Poltheilung im Felde verschoben haben, so ist erst die Hälfte der Wicklung durchlaufen; denn wir haben stets eine Kollektorlamelle und mit ihr eine Spule übersprungen. Entweder schliesst sich die Wicklung nach dieser Verschiebung, dann können wir aus den noch nicht verbundenen Wicklungselementen, sofern deren Zahl passend gewählt ist, nochmals eine solche Wicklung bilden; dies ergibt eine zweifach geschlossene Wellenwicklung, oder die Wicklung schliesst sich erst, wenn wir nochmals um eine doppelte Poltheilung im Felde vorwärts geschritten sind. In diesen beiden Fällen erhalten wir doppelt soviel Ankerstromzweige als vorher.

Die Zahl der Ankerstromzweige lässt sich allgemein wie folgt bestimmen. — Gehen wir von der Stelle zwischen zwei Polen aus, wo der Strom seine Richtung umkehrt, so muss jedesmal wieder eine Stromumkehr eintreten, wenn wir uns im Felde um eine Poltheilung verschoben haben, d. h. wenn

$$\Sigma m = \frac{K}{2p}$$

oder ein ganzes Vielfaches hiervon geworden ist.

Bezeichnet  $K'$  die Zahl der Lamellen, welche beim Verfolgen des Schemas berührt werden müssen, bis die Verschiebung  $\frac{K}{2p}$  erreicht ist, so ist

$$m \cdot K' = \frac{K}{2p} \text{ und } \frac{K}{K'} = 2a$$

aus beiden Beziehungen folgt, wie für die Schleifen- und Spiralwicklungen

$$\left. \begin{aligned} A &= 2a = 2pm \\ m &= \frac{a}{p}; \quad m_s = \frac{2a}{p} \end{aligned} \right\} \cdot \cdot \cdot \cdot (10)$$

oder

Während jedoch bei den Schleifen- und Spiralwicklungen  $m$  immer eine ganze Zahl ist, kann bei den Wellenwicklungen  $m$  kleiner als 1 sein.

Aus den Gleichungen 9 folgt nun

$$\left. \begin{aligned} y &= y_1 + y_2 = \frac{s + 2a}{p} \\ y_k &= \frac{K - a}{p} \end{aligned} \right\} \dots \dots (11)$$

Ein Theil der besprochenen Wicklungen lässt sich aus dem zweipoligen Schema ableiten durch mehrmaliges Hintereinander- oder Parallelschalten desselben.

Die Spiral- und Schleifenwicklung mit  $a=p$  kann man sich entstanden denken durch Hintereinanderschalten von  $p$  zweipoligen Schemas (s. Fig. 22, 23 u. 24), die mehrfach geschlossenen Spiral- und Schleifenwicklungen durch mehrfaches Parallelschalten oder Uebereinanderlagern des zweipoligen Schemas.

Wenn wir eine zweipolige Wellenwicklung mehrmals hinter einander schalten, so bekommen wir eine Reihenparallelschaltung, wo  $a=p$  ist; schalten wir die mehrpolige Wellenwicklung mehrmals parallel, so erhalten wir eine mehrfach geschlossene Reihenparallelschaltung. Die einfach geschlossenen Wicklungen mit mehrfacher Parallelschaltung, mit Reihenparallelschaltung, wo  $a$  von  $p$  verschieden ist, ebenso die Wicklungen mit Reihenschaltung können wir nicht aus dem zweipoligen Schema entwickeln, indem wir dasselbe mehrmals parallel oder hinter einander schalten; denn das sind Wicklungen, die sich nicht mehr vereinfachen lassen, sondern für sich besondere Einheiten bilden.

Die bisherigen Betrachtungen führen zu folgendem Resultate:

Die Spiralwicklung und die Schleifenwicklung liefern für jede beliebige Spulenzahl und Polzahl eine Schaltung, bei welcher die Zahl der Ankerstromzweige  $= 2p$  oder ein Vielfaches von  $2p$  ist. ( $A=2p$  und  $A=2pm$ ).

Wir können also nur  $2p$ ,  $3p$ ,  $4p$  u. s. f. Ankerstromzweige erhalten.

Diese Wicklungen bezeichnet man auch als Wicklungen mit Parallelschaltung, wenn  $a=p$  und als Wicklungen mit mehrfacher Parallelschaltung, wenn  $a=mp$  und  $m > 1$ .

Die Wellenwicklung liefert dagegen für jede beliebige Polzahl eine Schaltung, bei welcher die Zahl der Ankerstromzweige  $= 2$  oder ein Vielfaches von 2 ist. ( $A=2$  und  $A=2pm$ ).

Wir können also 2, 4, 6, 8 u. s. f. Ankerstromzweige erhalten. Die Spulenzahl ist jedoch nicht mehr beliebig.

Die Wellenwicklung mit  $a=1$  nennt man auch Wicklung mit Reihenschaltung. Ist  $a > 1$ , so heisst sie Wicklung mit



Reihenparallelschaltung. Der Verfasser hat diese Wellenwicklung zuerst angegeben und ausgeführt.

## 8. Allgemeine Schaltungsformeln und die Schaltungsregeln.

Bis jetzt haben wir angenommen, dass ein Wicklungselement oder eine Spule nur aus einer einfachen Windung bestehe und dass entweder eine oder beide Seiten inducirt werden. Wir können nun das Wicklungsproblem allgemeiner gestalten, indem wir von diesen Bedingungen absehen, und wir können die einfachen Spiral-, Schleifen- und Wellenwicklungen zu neuen Wicklungen kombiniren.

Es bezeichne wieder:

$S$  die Zahl der Wicklungselemente,

$K=S$  die Kollektorlamellenzahl,

$p$  die halbe Polzahl,

$a$  die halbe Anzahl der Ankerstromzweige,

ferner:

$u$  die Zahl der inducirten Seiten eines Wicklungselementes. Für Ringwicklung kann  $u$  eine beliebige ganze Zahl und für Trommelwicklungen eine beliebige gerade Zahl sein,

$s$  die Zahl der am Umfange eines Ankers liegenden inducirten Seiten sämtlicher Wicklungselemente

$$s = S \cdot u = K \cdot u,$$

$w$  die Zahl der in Serie geschalteten Drähte einer Spulenseite (oder die Windungszahl einer Spule),

$N$  die totale Zahl der inducirten Drähte am Umfange des Ankers.

Parallel geschaltete Drähte einer Windung oder parallel geschaltete Windungen einer Spule zählen nur einfach. Allgemein ist

$$N = u \cdot S \cdot w = u \cdot K \cdot w.$$

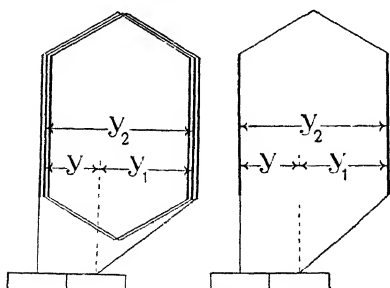


Fig. 35.

In Fig. 35 sind zwei Wicklungselemente, eines mit  $w=1$  und ein solches mit  $w=3$  dargestellt.

Die Zahl der inducirten Seiten  $u$ , die bisher bei der Ringwicklung  $=1$ , bei der Trommelwicklung  $=2$  war, können wir dadurch vermehren, dass wir erst zum Kollektor gehen, nach-

dem mehr als eine bzw. zwei Spulenseiten durchlaufen sind, wie in Fig. 36 und 37 dargestellt ist.

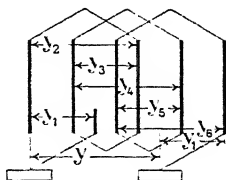


Fig. 36.

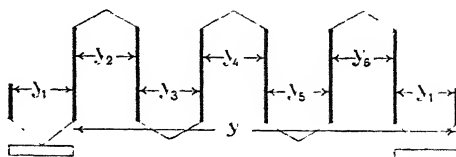


Fig. 37.

Der Wicklungsschritt  $y$  eines solchen Elementes setzt sich aus mehreren Theilschritten zusammen, deren Zahl gleich der Zahl  $u$  der inducirten Seiten ist. Bezeichnen

$$y_1, y_2, \dots, y_u$$

diese Theilschritte, und messen wir dieselben durch die Zahl der überschnittenen Abstände von zwei benachbarten Spulenseiten, so ist

$$y_1 \pm y_2 \pm y_3 \pm \dots \pm y_u = y.$$

Die vorwärtsschreitenden Schritte sind als  $+$ , die rückschreiten den als  $-$  genommen.

In Fig. 38a und 38c sind z. B. zwei Wicklungselemente mit vier Spulenseiten ( $u=4$ ) dargestellt. Fig. 38c kann als kombinierte Schleifen- und Wellenwicklung aufgefasst werden.  $y$  ist somit der resultirende Wicklungsschritt.

Da wir  $K$  Kollektortheilungen und  $S.u = K.u$  Stabtheilungen am Ankerumfang haben, verhält sich

$$y : y_k = K : u : K$$

oder es ist

$$y_k = \frac{y}{u} = \frac{y_1 \pm y_2 \pm \dots \pm y_u}{u}.$$

ebenso folgt für die Feldverschiebung

$$m_s = u \cdot m.$$

$$\frac{y}{m} = u$$

Bei der Ableitung der Formel 11 für die Wellenwicklungen haben wir angenommen, dass der resultirende Wicklungsschritt  $y$  gleich der doppelten Poltheilung  $\frac{s}{p} \pm$  der Verschiebung  $m$  zwei auf einander folgender Wicklungselemente im Felde ist. Wir können die Wicklung auch so ausführen, dass die Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  mehrere Poltheilungen umfassen. — In Fig. 38b ist z. B. eine Schleifenwicklung dargestellt, bei welcher sich die Schritte  $y_1$

und  $y_2$  zwar zwischen einem Nord- und einem Südpol bewegen aber drei Poltheilungen umfassen.

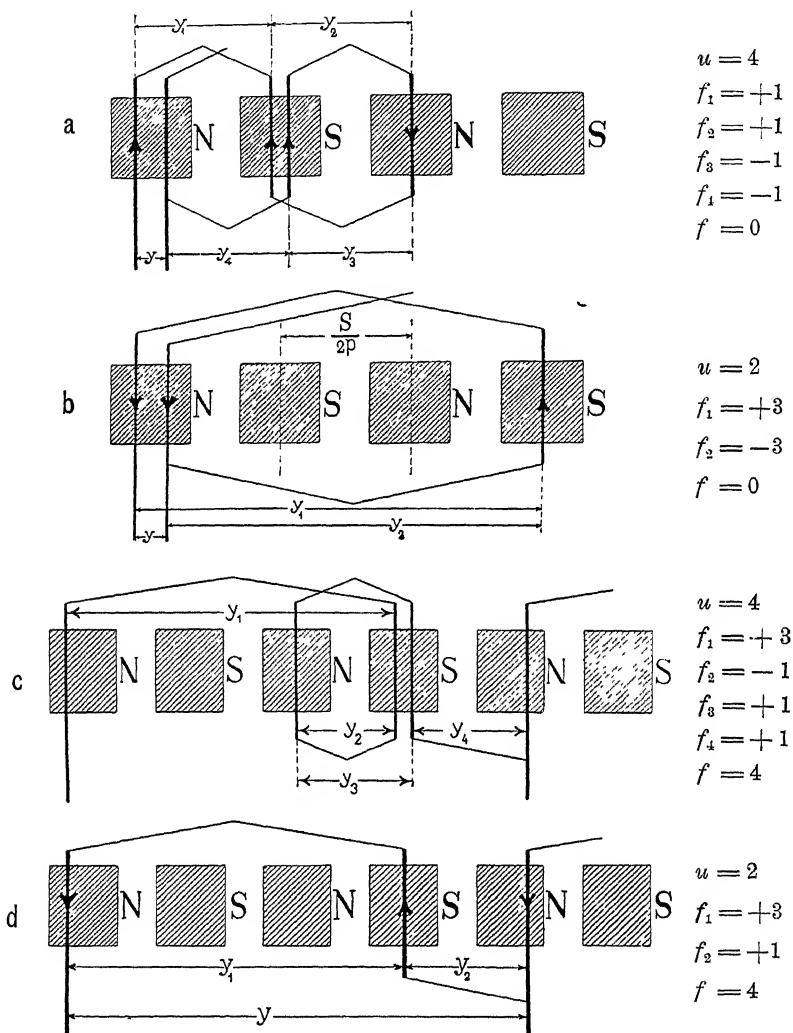


Fig. 38 a—d.

Bezeichnet  $f_1, f_2, f_3$  die Zahl der Poltheilungen  $\frac{s}{2p}$ , welche ein Schritt  $y_1, y_2, y_3$  u. s. f. umspannt, so heissen

$$f_1, f_2, f_3 \dots$$

die Polschritte, und es wird nach Gl. 6 allgemein

$$y_{2x-1} = \frac{f_{2x-1} \cdot s \pm b_{2x-1}}{2p} \pm c_{2x-1} \cdot m,$$

$$y_{2x} = \frac{f_{2x} \cdot s \pm b_{2x}}{2p} \pm c_{2x} \cdot m,$$

wo

$$\sum_1^u \frac{b}{2p} = 0 \text{ und } \sum_1^u c = u$$

sein muss.

Bei Schleifenwicklungen haben die Hälfte der Koeffizienten  $c$  den Werth Null. Es folgt nun

$$y_1 \pm y_2 \pm y_3 \pm \dots y_u = (f_1 \pm f_2 \pm f_3 \dots f_u) \frac{s}{2p} \pm u \cdot m.$$

Setzen wir

$$f_1 \pm f_2 \pm f_3 \pm \dots f_u = f,$$

so bedeutet  $f$  der resultirende Polschritt.

Für Schleifenwicklungen und Spiralwicklungen ist  $f=0$ ; bei der Schleifenwicklung ist  $u$  immer gerade, und je zwei Theilschritte haben gleiche Polschritte  $f$ , welche aber von entgegengesetzter Richtung sind. Daher wird

$$y = y_1 \pm y_2 \pm y_3 \pm \dots y_u = \pm u \cdot m,$$

$$y_k = \frac{y_1 \pm y_2 \pm y_3 \pm \dots y_u}{u} = \pm m.$$

Bei Wellenwicklungen erhalten wir

$$y = y_1 \pm y_2 \pm y_3 \pm \dots y_u = \frac{fs}{2p} \pm u \cdot m,$$

ferner ist

$$y_k = \frac{y_1 \pm y_2 \pm y_3 \pm \dots y_u}{u} = \frac{f \cdot \frac{s}{u}}{2p} \pm m \quad (12)$$

oder

$$y_k = \frac{f \cdot K}{2p} \pm m. \quad (13)$$

Setzen wir in der letzten Gleichung  $f=0$ , so erhalten wir den Werth  $y_k$  für die Spiral- und Schleifenwicklungen, bei denen der resultirende Polschritt thatsächlich  $=0$  ist.

Die Gl. 12 und 13 haben somit allgemeine Gültigkeit und stellen uns die allgemeinen Schaltungsformeln für die geschlossenen Ankerwicklungen dar. — Da allgemein

$$m = \frac{a}{p},$$

können wir die Formeln wie folgt schreiben

$$y_k = \frac{f \cdot K + 2a}{2p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

$$y = y_1 \pm y_2 + y_3 \pm \dots y_u = \frac{f \cdot s + 2 \cdot a \cdot u}{2p} \quad . \quad (15)$$

Benutzen wir die erste Formel 14), welche sich auf den Kollektor bezieht, so lautet die allgemeine Schaltungsregel, die mit I bezeichnet werden soll, wie folgt:

**Schaltungsregel I.** Man verbindet die  $x$ te Kollektorlamelle durch ein Wicklungselement mit der  $(x + y_k)$ ten Kollektorlamelle.

Gleichung 15 stellt uns die Wicklungsformel dar, wenn die Wicklung in Spulenseiten eingetheilt ist. Denken wir uns nun jede Spulenseite durch einen Stab ersetzt, so liegen am Umfang des Ankers, parallel zu dessen Axe  $s$  Stäbe mit  $s$  vordern und  $s$  hinteren Enden. Die der Gleichung 13 entsprechende Schaltungsregel lautet nun:

**Schaltungsregel II.** Man verbinde das vordere Ende des  $x$ ten Stabes mit dem vorderen Ende des  $(x + y_1)$ ten Stabes, dann das hintere Ende des  $(x + y_1)$ ten mit dem hinteren Ende des  $(x + y_1 \pm y_2)$ ten Stabes u. s. w.

Die Stabzahl ist immer gerade; die ungeradzahligten Stäbe entsprechen der einen Spulenseite, die geradzahligten der andern.

Wenn wir also die Wicklung durchlaufen, so müssen wir stets von einem geraden zu einem ungeraden und von diesem wieder zu einem geraden Stabe kommen u. s. w. Dies ist nur möglich, wenn die Theilschritte ungerade sind.

Damit bei einer einfach geschlossenen Wicklung jeder Stab beim Durchlaufen derselben nur einmal getroffen wird, müssen die Theilschritte  $y_1, y_2, \dots y_u$  ungerade sein.

Alle diese Schaltungsformeln und Regeln setzen eine ganz bestimmte Numerirung voraus. Bei glatten Armaturen werden

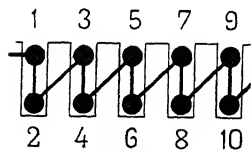


Fig. 39.

die Spulenseiten fortlaufend numerirt. Bei Nutenankern mit Stab- oder Schablonenwicklung, wo mehrere Spulenseiten oder Stäbe in dieselbe Nuth zu liegen kommen, müssen wir so numeriren, dass alle ungeradzahligten oder alle geradzahligten Stäbe aussen und alle geradzahligten resp. alle ungeradzahligten Stäbe

innen sind, also wie in Fig. 39 angedeutet ist; denn diese Wicklung wird so ausgeführt, dass stets ein aussen gelegener Stab mit einem innern Stabe verbunden ist. Von Hand gewickelte Nuthenanker

müssen nach dem Schema von Fig. 90 (siehe Seite 123) gewickelt werden; denn wenn die Theilschritte auch hier ungerade sein sollen, so ist nur die angedeutete Numerirung zulässig.

## 9. Einfach und mehrfach geschlossene Wicklungen.

Bei den sämtlichen Wicklungen, welche aus den Schaltungsregeln hervorgehen, müssen wir ferner noch unterscheiden, ob dieselben einfach oder mehrfach geschlossen sind. Das Zahlenverhältniss der Grössen  $y_k$  und  $K$  ist hierfür entscheidend. Nehmen wir an, es seien in der Gleichung

$$y_k = \frac{f \cdot K \pm 2a}{2p}$$

die Werthe  $y_k$  und  $K$  so gewählt, dass eine einfach geschlossene Wicklung entsteht. In diesem Falle bilden sämtliche Wicklungselemente eine einzige, in sich geschlossene Wicklung, d. h. wenn wir von irgend einem Punkte des Schemas ausgehen und der Wicklung folgen, so gelangen wir erst zum Ausgangspunkte zurück, nachdem sämtliche Spulen oder Stäbe getroffen worden sind. Bringen wir  $g$  solcher Wicklungen auf die Armatur, so erhalten wir eine  $g$ fach geschlossene Wicklung, d. h.  $g$  von einander unabhängige Wicklungen. Dann lautet die Gleichung

$$y_k \cdot g = \frac{f \cdot K \cdot g \pm 2a \cdot g}{2p}.$$

Wir setzen

$$y_k \cdot g = y'_k; \quad K \cdot g = K'; \quad a \cdot g = a'.$$

Dann ist

$$y'_k = \frac{f \cdot K' \pm 2a'}{2p}.$$

Die Zahl der Schliessungen einer Wicklung ist somit gleich dem gemeinschaftlichen Theiler von  $y_k$  und  $K$  oder  $y_k$  und  $a$ ; die Wicklung ist nur dann einfach geschlossen, wenn  $y_k$  und  $K$  oder  $y_k$  und  $a$  theilerfremd sind.

Die Anzahl der Ankerstromzweige ist allgemein

$$A = 2pm$$

und die halbe Anzahl

$$a = pm.$$

Die möglichen Schliessungen oder gemeinschaftlichen Theiler sind daher für Spiral- und Schleifenwicklung, wo jede einfach geschlossene Wicklung mindestens  $2p$  Ankerstromzweige hat,

$$g \leq \frac{A}{2p} \quad \text{oder} \quad g \leq m \quad \text{oder} \quad g \leq \frac{a}{p},$$

für Wellenwicklungen, wo jede einfach geschlossene Wicklung mindestens 2 Ankerstromzweige hat,

$$g \leq \frac{A}{2} \quad \text{oder} \quad g \leq mp \quad \text{oder} \quad g \leq a.$$

## 10. Eintheilung der geschlossenen Ankerwicklungen.

Mit Hilfe der abgeleiteten Schaltungsformeln lassen sich die Schaltungsarten der zwei- oder mehrpoligen Wicklung übersichtlich bestimmen.

Wir benutzen hierzu die Formeln

$$y = y_1 + y_2 + \dots y_u = \frac{f \cdot s \pm 2au}{2p} \quad . \quad (14)$$

$$y_k = \frac{f \cdot k \pm 2a}{2p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

und speciell für die Schleifenwicklung

$$y_1 = \frac{s \pm b}{2p} \pm \frac{2a}{p}; \quad y_2 = \frac{s \pm b}{2p} \quad . \quad . \quad (8)$$

Hier sollen nur die üblichen Wicklungen mit

$$f=0 \quad \text{oder} \quad f=2 \quad \text{und} \quad u=1 \quad \text{und} \quad u=2$$

berücksichtigt werden.

Es sind vier Hauptgruppen von Schaltungen zu unterscheiden, die sich für Ring-, Trommel- und Scheibenanker ausführen lassen.

1. Parallelschaltung. Diese ist charakterisirt durch

$$f=0 \quad \text{und} \quad a=p.$$

Sie zerfällt in

a) Die Parallelschaltung mit Spiralwicklung (nach Pacinotti Gramme).

Es ist

$$f=0 \quad a=p \quad u=1 \quad S=K=s.$$

Aus den Gleichungen 14 und 15 folgt

$$y = \pm 1; \quad y_k = \pm 1.$$

b) Die Parallelschaltung mit Schleifenwicklung.

$$f=0 \quad a=p \quad u=2 \quad S=K=\frac{s}{2}.$$

In die Gleichungen 7 eingesetzt, ergibt

$$y=y_1-y_2=\pm 2.$$

Die Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  sind

$$y_1=\frac{s \pm b}{2p} \pm 2; \quad y_2=\frac{s \pm b}{2p},$$

$y_1$  und  $y_2$  müssen ungerade sein.

2. Die mehrfache Parallelschaltung. Diese wird erhalten, von

$$f=0 \quad a=m \cdot p,$$

wo  $m$  eine ganze Zahl und grösser als eins ist.

Wir unterscheiden:

a) Die mehrfache Parallelschaltung mit Spiralwicklung. Für diese ist

$$f=0 \quad a=m \cdot p \quad u=1 \quad S=K=s.$$

Die Gleichungen 14 und 15 reduciren sich auf

$$y=\pm m; \quad y_k=\pm m.$$

b) Die mehrfache Parallelschaltung mit Schleifenwicklung.

Für diese wird

$$f=0 \quad a=m \cdot p \quad u=2 \quad S=K=\frac{s}{2}.$$

Die Wicklungsformeln lauten nun

$$y=y_1-y_2=\pm 2m$$

$$y_k=\frac{y_1-y_2}{2}=\pm m.$$

Die Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  sind nun

$$y_1=\frac{s \pm b}{2p} + \frac{2a}{p}; \quad y_2=\frac{s \pm b}{2p}.$$

Die Wicklungen der Gruppe 2 können einfach oder mehrfach geschlossen sein. Die Zahl der möglichen Schliessungen ist  $\leq m$ . Für einfach geschlossene Wicklungen muss  $y_k$  und  $K$  theilerfremd und  $y_1$  und  $y_2$  ungerade sein.

3. Die Reihenschaltung. Für diese Wicklung ist

$$f=2 \quad \text{und} \quad a=1.$$



Wir unterscheiden:

a) Die Reihenschaltung für Ringwicklung.

$$f=2 \quad a=1 \quad u=1 \quad S=K=s.$$

Aus Gleichung 14 und 15 folgt

$$y = \frac{S+1}{p}$$

$$y_k = \frac{K+1}{p}.$$

b) Reihenschaltung für Trommel- und Scheibenwicklung.

$$f=2 \quad a=1 \quad u=2 \quad S=K=\frac{s}{2}.$$

In die Gleichung 14 und 15 eingesetzt, ergibt

$$y = y_1 + y_2 = \frac{s+1}{p}$$

$$y_k = \frac{K+1}{p},$$

$y_1$  und  $y_2$  sind ungerade und  $y_k$  und  $K$  theilerfremd. Diese Wicklung mit  $u=2$  ist für Ringanker ebenfalls ausführbar, jedoch nicht gebräuchlich.

**4. Die Reihen-Parallelschaltung.** Während die unter b angeführten Wicklungen aus mehreren einfachen Parallelschaltungen gebildet werden, besteht diese Wicklung aus mehreren parallel verbundenen Reihenschaltungen. Wir erhalten diese für  $f=2$  und  $a>1$ . Die Wicklung lässt sich einteilen in

a) Reihen-Parallelschaltung für Ringwicklung.

$$f=2 \quad a>1 \quad u=1 \quad S=K=s.$$

Die Formeln dieser Wicklung lauten

$$y = \frac{S+a}{p}$$

$$y_k = \frac{K+a}{p}.$$

b) Reihen-Parallelschaltung für Trommel- und Scheibenwicklung.

$$f=2 \quad a>1 \quad u=2 \quad S=K=\frac{s}{2}.$$

In die allgemeine Wicklungsformel eingesetzt, giebt

$$y = y_1 + y_2 = \frac{s \pm 2a}{p}$$

$$y_k = \frac{K \pm a}{p}.$$

Diese Wicklung mit  $s=2$  ist für Ringanker ebenfalls ausführbar, jedoch nicht gebräuchlich. Die Wicklungen der Gruppe 4 können einfach oder mehrfach geschlossen sein. Die Zahl der möglichen Schliessungen ist  $\overline{2}a$ . Um eine einfach geschlossene Wicklung zu erhalten, dürfen  $y_k$  und  $K$  keinen gemeinschaftlichen Theiler haben;  $y_1$  und  $y_2$  müssen ungerade sein. Die einfach geschlossenen Wicklungen der Gruppe 2 und die Wicklungsgruppe 4 hat der Verfasser mit Hilfe der Schaltungsformel zuerst gefunden und praktisch ausgeführt. Eine grosse praktische Bedeutung hat namentlich die Gruppe 4 erlangt.

---

## Drittes Kapitel.

11. Aenderung der Schaltung bei unveränderter Lamellenzahl durch Aenderung des Wicklungsschrittes. — 12. Aenderung der Schaltung von Nutenankern bei unveränderter Nutenzahl durch Aenderung der Lamellenzahl. — 13. Der Kurzschluss der Ankerspulen durch die Bürsten. — 14. Die Ankerspannung. — 15. Der Ankerzweigstrom.

### 11. Aenderung der Schaltung bei unveränderter Lamellenzahl durch Aenderung des Wicklungsschrittes.

Mit Rücksicht auf eine einfachere Herstellung normaler Maschinen für verschiedene Spannungen ist es vorthailhaft, die Anker-nutenzahl sowie die Zahl der Spulen und Kollektorlamellen soweit möglich beizubehalten und nur den Wicklungsschritt zu ändern. Da eine Schleifenwicklung für beliebige Spulenzahlen ausführbar ist, kann zunächst jede Reihen- oder Reihenparallelschaltung mit  $a$  Ankerstromzweigen in eine Schleifenwicklung mit  $p$  Ankerstrom-zweigen umgeändert werden.

Eine Reihenparallelschaltung lässt sich aber ferner in eine andere Reihenparallelschaltung überführen. Wir haben

$$y_K = \frac{K \pm a}{p}.$$

Sind  $K$  und  $p$  gegeben, so giebt jeder Werth von  $a$ , der  $y_K$  zu einer ganzen Zahl macht, eine neue Gruppierung der Ankerspulen. Ist z. B.

$$K = 145, \quad p = 3,$$

so wird für

$$1. \quad a = 1 \quad y_K = \frac{145 - 1}{3} = 48,$$

$$2. \quad a = 2 \quad y_K = \frac{145 + 2}{3} = 49,$$

$$3. \ a = 4 \quad y_K = \frac{145 - 4}{3} = 47,$$

$$4. \ a = 5 \quad y_K = \frac{145 - 5}{3} = 50.$$

Entspricht z. B.

	die 1. Schaltung	250 Volt	100 Amp.,
so entspricht	„ 2. „	125 „	200 „
	„ 3. „	62,5 „	400 „
	„ 4. „	50 „	500 „

Die Stabzahl oder Drahtzahl des Ankers ist in allen Fällen gleich und von gleichem Querschnitte.

## 12. Änderung der Schaltung von Nutenankern bei unveränderter Nutenzahl durch Änderung der Lamellenzahl.

Durch die Änderung des Wicklungsschrittes, wie oben gezeigt wurde, kann sehr häufig der gewünschte Werth von  $a$  nicht erhalten werden, weil die Gl. 11 erfüllt sein muss. Man kann aber das gewünschte Resultat dadurch erreichen, dass man  $K$  ändert. Will man jedoch die Nutenzahl beibehalten, so ruft jede Änderung von  $K$  eine Unsymmetrie in der Wicklung hervor, man darf aber von demjenigen Werthe von  $K$ , der der symmetrischen Wicklung entspricht, unbedenklich um 1 oder mehr abweichen.

Ist z. B. für 110 Volt

$$p = 8, \quad y_K = 51, \quad a = 2,$$

so wird

$$K = 8 \cdot 51 \pm 2 = \begin{matrix} 410 \\ 406 \end{matrix},$$

und wir können die Wicklung mit 205 oder 203 Nuten und 4 Spulenseiten oder Stäben pro Nut ausführen.

Für 220 Volt wird  $a = 1$  und

$$K = 8 \cdot 51 \pm 1 = \begin{matrix} 409 \\ 407 \end{matrix}.$$

Wollen wir nun denselben Anker für beide Fälle verwenden, so wählen wir für 110 Volt 205 Nuten und 410 Lamellen und werfen für 220 Volt eine Lamelle aus, so dass  $K = 409$ ; es kommen dann bei der 220 voltigen Wicklung in eine der 205 Nuten statt 4 Spulenseiten nur zwei zu liegen.

Als Beispiel eines 12poligen Ankers für drei verschiedene Spannungen diene das Folgende.

Für 125 Volt sei

$$a = 4; \quad y_K = 51$$

und

$$K = 6 \cdot 51 - 4 = 302,$$

der Anker erhält 151 Nuten mit je 4 Stäben.

Für 250 Volt wird

$$a = 2 \text{ und für } y_K = 50$$

$$K = 6 \cdot 50 + 2 = 302,$$

also wie für 125 Volt; es ist nur der Wicklungsschritt geändert worden.

Für 500 Volt wird

$$a = 2; \quad y_K = 50$$

$$K = 6 \cdot 50 + 1 = 301.$$

Die Lamellenzahl muss in diesem Falle um 1 vermindert werden, und in einer der 151 Nuten liegen nur 2 Stäbe.

### 13. Der Kurzschluss der Ankerspulen durch die Bürsten.

Berührt eine Bürste zwei Kollektorlamellen, die zu derselben Wicklung gehören, so sind die zwischen diesen Lamellen liegenden Ankerspulen kurzgeschlossen. In Fig. 40 berührt die Bürste die Lamellen 2 und 3 und die Spule *B* ist kurzgeschlossen, und in Fig. 33, wo eine Bürste die Lamellen *a* und *b* leitend verbindet, sind die Spulen 3—8 und 11—16 kurzgeschlossen.

In dem Momente, in welchem eine Spule kurzgeschlossen wird, ist dieselbe aus einem Ankerstromzweige ausgeschaltet und tritt, wenn der Kurzschluss beendet ist, in einen anderen Ankerstromzweig über. Da zwei auf einander folgende Ankerstromzweige entgegengesetzte Stromrichtung haben, muss daher während der Kurzschlusszeit ein Richtungswechsel des Stromes stattfinden. Wenn in Fig. 40 z. B. die Spule *A* nach *C* gelangt ist, hat sich dieser Richtungswechsel vollzogen.

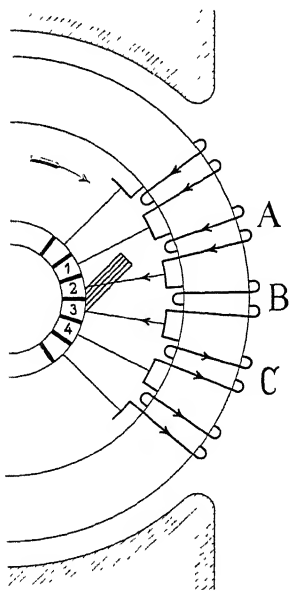


Fig. 40. Richtungswechsel des Stromes während des Kurzschlusses der Ankerspulen.

Bei der Wahl und dem Entwurfe einer Ankerwicklung ist hinsichtlich des Kurzschlusses zweierlei zu beachten:

- a. Die Zahl der Spulen, welche von einer Bürste gleichzeitig kurz geschlossen werden, und
- b. die gegenseitige Lage der kurzgeschlossenen Spulen.

Diesen beiden Punkten wird in den nachfolgenden Kapiteln alle Aufmerksamkeit geschenkt werden, da sie auf das Arbeiten der Maschine hinsichtlich der Funkenbildung am Kollektor von grossem Einflusse sind. (Vergl. Kap. 16.)

## 14. Die Ankerspannung.

Die im Anker inducirte EMK nennen wir kurz die Ankerspannung. Um dieselbe zu berechnen, müssen wir zwei verschiedene magnetische Anordnungen unterscheiden, die wechselfolige (siehe Fig. 4) und die gleichpolige (siehe Fig. 5 u. 7). Zur praktischen Verwendung kommt fast nur die wechselfolige; wir wollen beide getrennt betrachten.

### a) Die wechselfolige Anordnung.

In Fig. 41 ist eine zweipolige Anordnung mit zwei kurzgeschlossenen Ankerspulen aufgezeichnet. Die Spule 1—2 wird durch die positive und die Spule 1'—2' durch die negative Bürste kurzgeschlossen.

Es bezeichne

$E_a$  die Ankerspannung in Volt,

$n$  die Umdrehungszahl des Ankers pro Minute,

$\Phi$  den Kraftfluss (bei einem Ringanker den doppelten Kraftfluss), der in die Fläche einer Windung in dem Momente eintritt, in welchem die betrachtete Windung kurzgeschlossen wird.

Wir wollen zunächst die mittlere EMK berechnen, welche in einer Windung inducirt wird, wenn sich dieselbe von der Lage 1—2 in die Lage 1'—2' bewegt. Die momentan inducirte EMK dieser Windung ist

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} 10^{-8} \text{ Volt.}$$

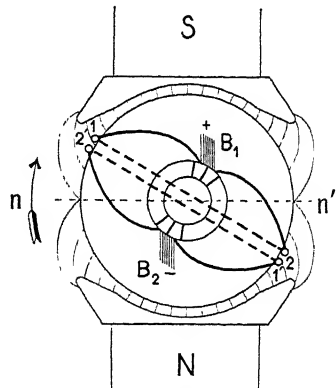


Fig. 41.

oder nach Gl. 1

$$e = B_x \cdot l \cdot v \cdot 10^{-8}.$$

Wenn wir konstante Tourenzahl voraussetzen, so ist in jeder Lage die inducirte EMK ( $e$ ) proportional der an dieser Stelle herrschenden Induktion  $B_x$ . Da dieselbe über die ganze Ankeroberfläche nicht konstant ist, so wird die EMK ( $e$ ) während der Drehung der Windung aus der Lage 1—2 in die Lage 1'—2' ihren Werth entsprechend  $B_x$  verändern. Tragen wir nun  $e$  als Funktion des zurückgelegten Weges auf, so erhalten wir Fig. 42.

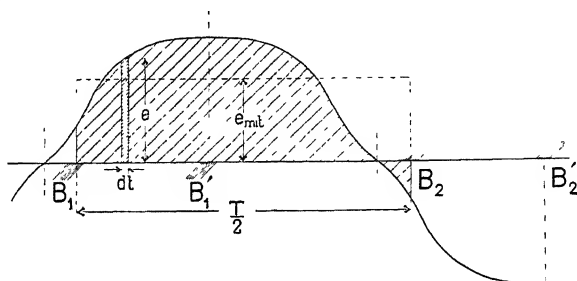


Fig. 42.

Den Bürsten, welche etwas aus der neutralen Zone  $nn$  verschoben sind, entsprechen die Lagen  $B_1$  und  $B_2$ .

Bezeichnet nun  $T$  in Sek. die Zeitdauer der Bewegung über eine doppelte Poltheilung, deren Zahl allgemein  $= p$  ist, so werden in 1 Sekunde

$$c = \frac{1}{T} = \frac{p \cdot n}{60}$$

solcher Bewegungen vollendet, und man nennt  $c$  die Periodenzahl der Bewegung, oder auch die Periodenzahl der Magnetisirung, da das Ankereisen während einer solchen Bewegung einmal ummagnetisiert wird.

Wir erhalten nun die mittlere zwischen der  $+$  und  $-$  Bürste in einer Windung inducirte EMK  $e_{mittel}$ , indem wir den Inhalt der Fläche zwischen  $B_1$  und  $B_2$ , welche durch die Abscissenaxe  $xx_1$  und die  $e$ -Kurve begrenzt ist, bestimmen und durch die Zeitdauer der Bewegung von  $B_1$  bis  $B_2$ , die gleich  $\frac{T}{2}$  ist, dividiren.

$$e_{mittel} = \frac{\int_{B_1}^{B_2} e dt}{\frac{T}{2}} = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} e dt$$

oder da zur Zeit 0 (Lage  $B_1$ ) in die Windung der Kraftfluss  $+\Phi$  und zur Zeit  $\frac{T}{2}$  (Lage  $B_2$ ) der Kraftfluss  $-\Phi$  eintritt, ist auch

$$e_{\text{mittel}} = - \frac{2}{T} \int_{+\Phi}^{-\Phi} \frac{d\Phi}{dt} \cdot dt \cdot 10^{-8} = 4c \Phi \cdot 10^{-8} \quad . \quad (16)$$

$2\Phi$  ist die totale Variation des Kraftflusses einer Windung während der Zeitdauer einer halben Periode oder während einer halben Umdrehung in Fig. 41, ausgehend von der Lage des Kurzschlusses.  $\Phi$  und  $e_{\text{mittel}}$  werden um so kleiner, je mehr die Bürsten aus der neutralen Zone verschoben sind; unter der Polmitte ist  $\Phi$  und somit auch  $e_{\text{mittel}}$  gleich Null geworden, während die Momentanwerte  $e$  unverändert bleiben. Aus Fig. 42 können wir  $e_{\text{mittel}}$  erhalten, indem wir die algebraische Summe der schraffirten Flächen zwischen  $B_1$  und  $B_2$  bilden (wobei die über und unter der Abscissenaxe liegenden Flächen mit entgegengesetzten Vorzeichen zu nehmen sind) und durch  $\frac{T}{2}$  dividiren. In Fig. 42 ist dies dadurch geschehen, dass die algebraische Summe der schraffirten Flächen in ein inhaltsgleiches Rechteck von der Grundlinie  $\frac{T}{2}$  verwandelt wurde; dann stellt die andere Seite desselben den gesuchten Werth von  $e_{\text{mittel}}$  dar. Werden die Bürsten  $B_1$   $B_2$  in die Lage  $B'_1$   $B'_2$  d. h. unter die Mitte der Pole verschoben, so werden die Flächen über und unter der  $xx_1$ -Axe gleich gross und somit  $e_{\text{mittel}} = 0$ .

Schaltet man mehrere Spulen in Serie, um eine grössere Ankerspannung zu erhalten, so wird in jeder Windung dieselbe mittlere EMK inducirt.

Haben wir  $S$  Wicklungselemente mit je  $w$  Windungen und  $u$  inducirten Seiten, so ist die gesammte Windungszahl eines Trommelankers

$$= S \cdot w = \frac{N}{2}.$$

Da  $2a$  Ankerstromzweige vorhanden sind, ist die in Serie geschaltete Windungszahl

$$= \frac{N}{2 \cdot 2a}$$

und daher

$$E_a = \frac{N}{4a} \cdot 4c \Phi$$



oder

$$E_a = \Phi \cdot N \cdot \frac{p}{a} \cdot \frac{n}{60} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \quad . \quad . \quad (17)$$

Bei einem Ringanker ist  $e_{mittel} = \frac{1}{2} \Phi \cdot 4 \cdot c$

und die in Serie geschaltete Windungszahl

$$= \frac{N}{2a}.$$

Für diesen Anker gilt auch die Formel (17), die somit allgemeine Gültigkeit hat.

b) Die gleichpolige Anordnung (s. Fig. 5 u. 7).

Hier variiert der Kraftfluss pro Spule nicht zwischen  $-\Phi$  und  $+\Phi$ , sondern zwischen  $\Phi_{min}$  und  $\Phi_{max}$ ; die Variation des Kraftflusses ist daher während einer halben Periode nur gleich  $(\Phi_{max} - \Phi_{min})$  statt  $2\Phi$ .

Es bezeichnet hierbei  $\Phi_{max}$  den grössten in die Fläche einer Spule eintretenden Kraftfluss, während die Spule kurzgeschlossen ist (s. Fig. 5 Lage b),  $\Phi_{min}$  den kleinsten Kraftfluss der Spule, während diese von Bürsten entgegengesetzter Polarität kurzgeschlossen wird (s. Fig. 5 Lage a). Führt man nun diese Kraftflussvariation in der Formel für  $E_a$  ein, so erhält man

$$E_a = \frac{1}{2} \cdot (\Phi_{max} - \Phi_{min}) N \cdot \frac{p}{a} \cdot \frac{n}{60} \cdot 10^{-8} \quad . \quad (18)$$

Für die Anordnung, Fig. 7 und 8, ist  $E_a$  doppelt so gross als für die Anordnung Fig. 6.

Damit die in den Seiten einer Spule inducirten EMKe unter sich stets die gleiche Richtung haben, dürfen dieselben nicht gleichzeitig in gleichnamigen Feldern liegen, d. h. es muss die Polbreite  $b$  gleich oder kleiner als die Poltheilung  $\tau$  sein (siehe Fig. 7). Es kann daher, abgesehen von der seitlichen Streuung  $\Phi_{min}$ , höchstens die halbe Ankeroberfläche zur Wirkung kommen, während bei der wechseipoligen Anordnung bis zu 80 und 85 % der Ankeroberfläche magnetisch beaufschlagt werden kann, weil die seitliche Streuung grösstentheils nutzbar gemacht wird.

Da ausserdem die Sättigung der Zähne von Nutenankern bei wechseipoliger Anordnung so hoch gewählt werden darf, dass eine weitere Steigerung bei der gleichpoligen Anordnung nicht möglich ist, so muss die Gleichpoltype für denselben nutzbaren Kraftfluss  $\Phi = \Phi_{max} - \Phi_{min}$  schwerer werden als eine Wechseipoltype. Ausser-

dem hat die Gleichpoltype den Nachtheil, dass jeweilig nur die Hälfte des in den Ankernuten liegenden Drahtes inducirt wird, die andere Hälfte bewirkt nur eine Erhöhung der Selbstinduktion und erschwert die Erreichung eines funkenfreien Ganges der Maschine. Die gleichpolige Anordnung muss daher als minderwerthig bezeichnet werden, obwohl sie den Vorzug besitzt, dass die magnetische Sättigung des Ankereisens nur zwischen einem Minimum und einem Maximum schwankt, und eine Umagnetisirung nicht stattfindet, wodurch die Eisenverluste etwas kleiner ausfallen, ohne jedoch einen höheren Gesamtwirkungsgrad der Maschine zu ermöglichen als die Wechseipoltype.

### 15. Der Ankerzweigstrom.

Bezeichnet  $J$  die totale an den äusseren Stromkreis abgegebene Stromstärke der Maschine und  $i_n$  die Stromstärke im Nebenschluss bei Nebenschlusserregung, so ist der gesammte Ankerstrom  $J_a$

$$J_a = J + i_n$$

und der Strom pro Ankerstromzweig  $i_a$  den wir als Ankerzweigstrom bezeichnen

$$i_a = \frac{J_a}{2a} = \frac{J + i_n}{2a} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

-----

## Viertes Kapitel.

16. Das reducirte Schema der Wellenwicklung. — 17. Die Wicklungstabelle. —  
 18. Die Zahl der erforderlichen Stromabnahmestellen. — 19. Die Ursachen der  
 Verschiedenheit der in den Ankerstromzweigen inducirten EMKe.

### 16. Das reducirte Schema der Wellenwicklung.

Da das Schema der Wellenwicklung nicht so übersichtlich ist wie dasjenige der Spiral- oder Schleifenwicklung, so ist die Wirkungsweise der Wellenwicklung viel schwerer zu erkennen, als diejenige der Spiral- oder Schleifenwicklung. Aus dem Schema der

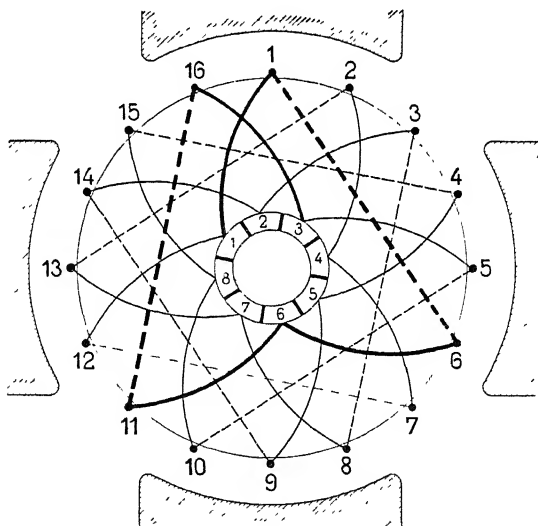


Fig. 43 Wellenwicklung.  $p = 2$ ;  $a = 2$ ;  $s = 16$ ;  $y_1 = y_2 = 5$ .

Wellenwicklung lässt sich nun ein neues Schema, das sog. reducirte Schema ableiten, welches dieselbe viel klarer zur Darstellung bringt. Wir wollen dasselbe an einem einfachen Beispiele erläutern. In Fig. 43 haben wir das Schema einer Wellenwicklung, wo

$$s = 16 \quad a = 2 \quad p = 2 \quad y_1 = y_2 = 5.$$

Wir setzen voraus, dass der Kraftfluss aller Pole gleich ist, und zwar nicht bloss der Grösse nach, sondern auch bezüglich der Vertheilung desselben über die Polfläche. Nun ist z. B. die Entfernung des Drahtes 1 vom Drahte 6 gleich der Poltheilung vermehrt oder vermindert um die Verschiebung im Felde. Die gleiche EMK des Drahtes 6, welche durch den Nordpol inducirt wird, können wir uns auch erzeugt denken vom vorhergehenden Südpol (unter welchem auch der Draht 1 liegt), indem wir den Draht 6 genau an dieselbe Stelle des Feldes unter dem Südpol bringen, wo Draht 6 vorher unter dem Nordpol war (s. Fig. 44). Dann wird unter

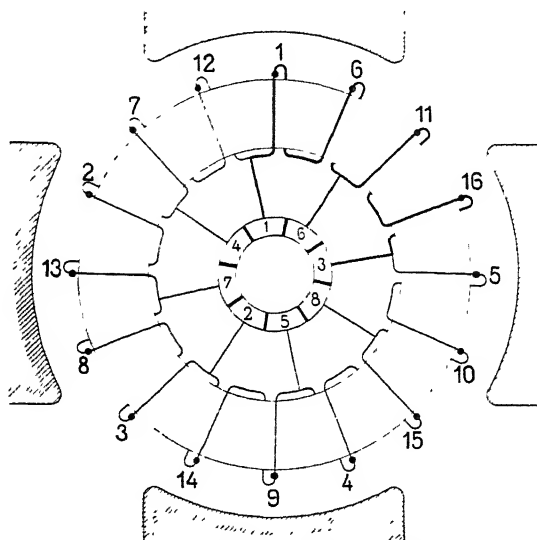


Fig. 44. Reducirtes Schema der Wellenwicklung von Fig. 43.

diesem Südpol im Drahte 6 eine EMK inducirt, die der Grösse nach gleich, der Richtung nach aber entgegengesetzt ist derjenigen EMK, die vorher unter dem Nordpol im Drahte 6 inducirt wurde. Damit aber die Richtung dieser EMK bezüglich des Stromkreises des Wicklungselementes doch dieselbe bleibt, also gleich der Richtung der EMK des Drahtes 1 ist, müssen wir die Enden des Drahtes 6 bei der Verbindung mit Draht 1 und Kollektorlamelle 6 vertauschen. Dadurch entsteht aus der Wellenwicklung (Fig. 43) als reducirtes Schema eine Spiralwicklung (Fig. 44). Die Entfernung zweier Drähte im reducirten Schema ist gleich der Verschiebung im Felde zweier auf einander folgenden Drähte im wirklichen Schema. Diese Verschiebung im Felde ist für  $y_1 = y_2$

gleich  $\frac{a}{p}$ . In unserem Falle ist  $\frac{a}{p} = 1$ ; folglich sind die Drähte in beiden Schemas gleich weit entfernt, d. h. der Ankerdurchmesser ist für beide gleich. Wenn  $a$  von  $p$  verschieden ist, so werden, die beiden Schemas nicht mehr dieselbe Polzahl, und da der Polbogen unverändert bleibt, auch nicht dieselbe Grösse haben. Wählen wir z. B.

$$s = 26 \quad p = 3 \quad a = 2 \quad y_1 = y_2 = 5,$$

so bekommen wir das Schema von Fig. 45. Da  $y_1 = y_2$  ist, so ist die Verschiebung eines Drahtes im Felde gegenüber seinem vorher-

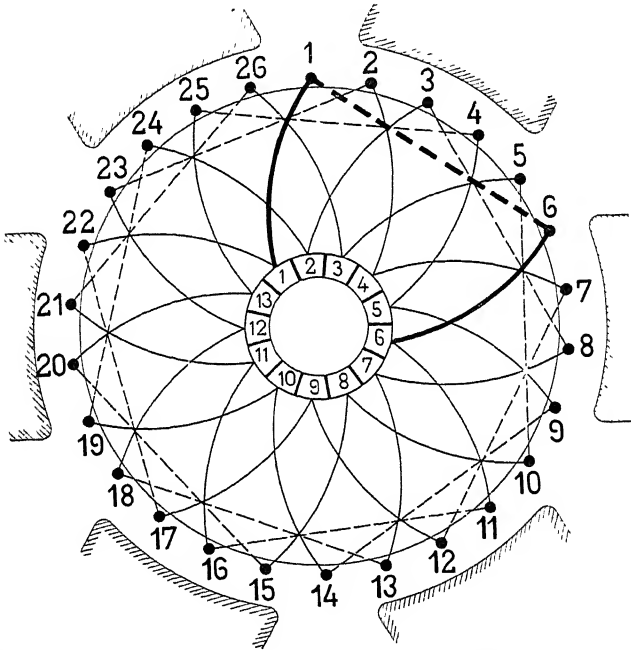


Fig. 45. Wellenwicklung.  $p = 3$ ;  $a = 2$ ;  $s = 26$ ;  $y_1 = y_2 = 5$ .

gehenden  $= \frac{a}{p} = \frac{2}{3}$ , d. h.  $\frac{2}{3}$  der Entfernung zweier benachbarter

Drähte in Fig. 45. Wenn wir nun das reducirte Schema zeichnen wollen, so wissen wir, dass bei gleichen Polbogen oder gleicher Polgrösse die Entfernung zweier auf einander folgenden Drähte gleich  $\frac{2}{3}$  der Entfernung zweier benachbarter Drähte im wirklichen Schema ist; folglich muss der Durchmesser des Ankers im reducirten Schema (Fig. 46) gleich  $\frac{2}{3}$  von dem des wirklichen Schemas (Fig. 45) sein. Ferner konstatiren wir, dass die Polzahl immer

von  $2p$  auf  $2a$  reducirt wird. Denn wir müssen im reducirten Schema gleich viel Ankerstromzweige haben wie im wirklichen, und da das reducirte Schema eine Spiralwicklung ist, so haben wir immer so viel Pole wie Ankerstromzweige.

Die Entfernung von zwei Drähten im reducirten Schema ist  $\frac{a}{p}$  mal derjenigen im wirklichen Schema, und da wir diese Entfernung als Einheit für das reducirte Schema wählen wollen, so ist der Maassstab dieses Schemas  $\frac{p}{a}$  mal kleiner geworden.

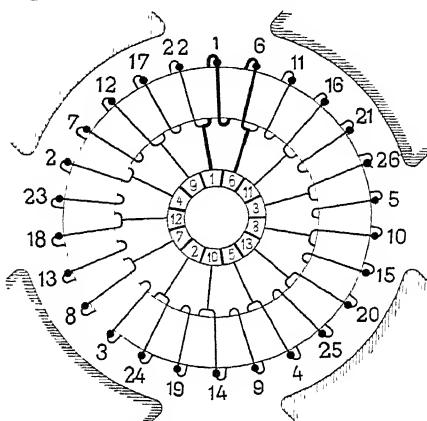


Fig. 46 Reducirtes Schema der Wicklung von Fig. 45.

Mehrfach geschlossene Wellenwicklungen ergeben keine fortlaufende Spiralwicklung, sondern eine mehrfach unterbrochene. Diese einzelnen Theile der Spiralwicklung sind für sich geschlossen, so dass wir im reducirten Schema auch eine mehrfach geschlossene Wicklung haben.

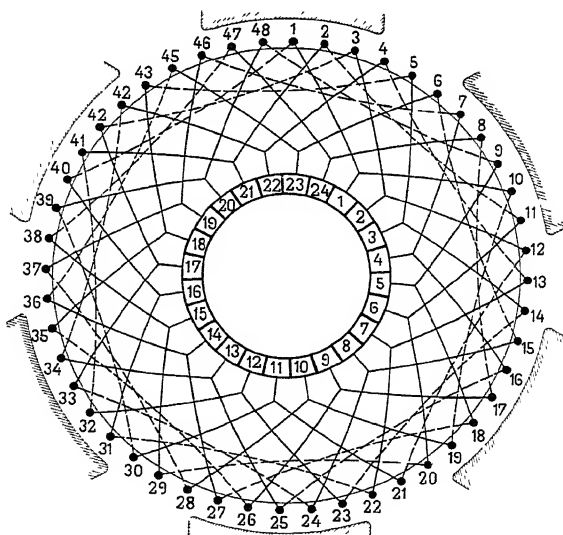


Fig. 47. Dreifach geschlossene Wellenwicklung.  $p=3$ ;  $a=3$ ;  $s=48$ ;  $y_1=y_2=9$ .

Fig. 47 stellt eine dreifach geschlossene Ankerwicklung dar; denn es ist

$$s=48 \quad a=3 \quad p=3 \quad K=24 \quad y_k=y_1=y_2=9.$$

Diese Wicklung stellt sich im reducirten Schema (Fig. 48) dar als eine in drei Theile getheilte Spiralwicklung, von welcher jeder Theil für sich geschlossen ist.

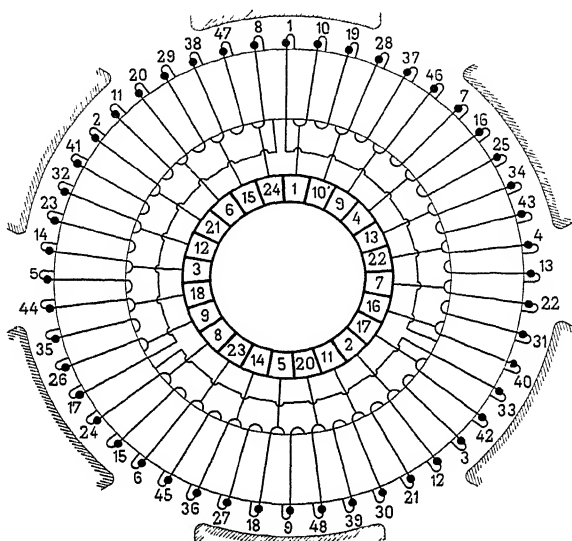


Fig. 48. Reducirtes Schema der Wicklung von Fig. 47.

Bis jetzt haben wir nur Wellenwicklungen betrachtet, deren Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  gleich gross waren, und haben gefunden, dass sich die inducirten Drähte im reducirten Schema gleichmässig über den Anker vertheilen. Dieselbe ist beim Durchlaufen rechtsdrehend, wenn  $y_1 + y_2 = \frac{s+2a}{p}$  und linksdrehend, wenn

$$y_1 + y_2 = \frac{s-2a}{p} \text{ ist.}$$

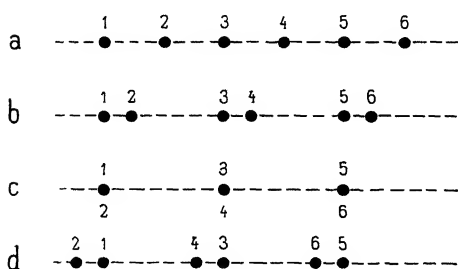


Fig. 49 a-d.

Wenn sich nun ein Theilschritt verkürzt, so verlängert sich der andere; dies beeinflusst das reducirte Schema in der Weise, dass je zwei Drähte näher zusammenrücken (Fig. 49a u. b) und bei einer bestimmten Verkürzung fallen sie zusammen (Fig. 49c). Wenn

wir die Verkürzung noch weiter fortsetzen, so entfernen sich die zwei zusammengefallenen Drähte wieder (Fig. 49d); dadurch ist nun die Spiralwicklung in eine Spiralwicklung mit Schleifen übergegangen.

Es ist ohne weiteres klar, dass die Schwankungen der inducirten EMK am kleinsten sind, wenn im reducirten Schema die inducirten Drähte gleichmässig über den Anker vertheilt sind. Die Schwankungen werden um so grösser, je ungleichmässiger sich dieselben über den Anker vertheilen; fallen zwei Stäbe zusammen, so sind die Schwankungen, die wir ursprünglich (Fig. 49a) hatten, aufs Doppelte gestiegen. Wenn wir die Verkürzung des einen Theilschrittes noch weiter fortsetzen, so entsteht eine Schleife; die Schwankungen nehmen wieder ab, und wenn die Schleife derart ist, dass die einzelnen Stäbe wieder gleichmässig vertheilt sind, so sind die Schwankungen wieder auf ihr Minimum zurückgegangen.

Wir wollen nun die Bedingung feststellen, für welche Verkürzungen des einen Theilschrittes die Drähte im reducirten Schema gleichmässig vertheilt bleiben.

Es bezeichne

$y_1$  und  $y_2$  die Theilschritte im wirklichen Schema,  
 $y_1'$  und  $y_2'$  die Theilschritte im reducirten Schema.

Es ist nun

$$y_1' = y_1 - \frac{s}{2p}$$

$$y_2' = y_2 - \frac{s}{2p}$$

$$y_1' + y_2' = y_1 + y_2 - \frac{s}{p} = \frac{s \pm 2a}{p} - \frac{s}{p} = \pm \frac{2a}{p}$$

$y_1' + y_2' = \pm \frac{2a}{p}$  ist gemessen in Drahtentfernungen im wirklichen Schema. Wenn wir  $y_1'$  und  $y_2'$  in Drahtentfernungen des reducirten Schemas messen wollen, so müssen wir  $\pm \frac{2a}{p}$  mit  $\frac{p}{a}$  multipliciren, weil nach früherem der Maassstab  $\frac{p}{a}$  mal kleiner wird. Es ist somit

$$y_1' + y_2' = \pm 2$$

gemessen in Drahtentfernungen des reducirten Schemas. Diese Gleichung ist nur erfüllt, wenn

$$\begin{aligned} y_1' &= \pm C \\ y_2' &= \pm (2 - C). \end{aligned}$$



Damit nun die Drähte im reducirten Schema gleichmässig über den Umfang des Ankers vertheilt sind, und jeder Stab beim Durchlaufen der Wicklung nur einmal getroffen wird, müssen  $y'_1$  und  $y'_2$  ungerade ganze Zahlen sein; d. h.

$C$  muss eine ungerade ganze Zahl sein.

Nun kehren wir wieder zum wirklichen Schema zurück und finden

$$y_1 = \pm C \frac{a}{p} + \frac{s}{2p} = \frac{s \pm 2Ca}{2p}$$

$$y_2 = \pm (2 - C) \frac{a}{p} + \frac{s}{2p} = \frac{s \pm 2(2 - C)a}{2p}$$

Diese Bedingungsgleichungen lassen sich noch in eine andere Form bringen. Es ist

$$\frac{s \pm 2a}{2p} = \frac{y}{2}$$

$$y_1 = \frac{y}{2} + (C - 1) \frac{2a}{2p}$$

$$y_1 = \frac{1}{2} \left[ y + (C - 1) \frac{2a}{p} \right]$$

$$y_2 = \frac{1}{2} \left[ y - (C - 1) \frac{2a}{p} \right] \quad \dots \quad (20)$$

Für  $C = +1$  wird  $y_1 = y_2$ , dies ergibt im reducirten Schema stets eine Spiralwicklung. Wenn  $C$  grösser oder kleiner ist als  $+1$ , so bekommen wir im reducirten Schema eine Schleifenwicklung. Die Schleife fällt um so grösser aus, je mehr  $C$  von  $+1$  abweicht. Bei einer vielpoligen Wicklung ist unter Umständen nur diejenige, für welche  $C = +1$  brauchbar, weil das nächste  $C$ , das der Bedingung (20) genügen soll, schon zu gross ausfallen würde.

## 17. Die Wicklungstabelle.

Eine Wicklung kann auch durch eine sog. Wicklungstabelle dargestellt werden (s. S. 73 und 110), indem wir die Kollektorlamellen in derjenigen Reihenfolge aufschreiben wie dieselben im Schema aufeinander folgen. Das reducirte Schema ist nichts anderes als eine graphische Darstellung der Wicklungstabelle; ausser der Reihenfolge lässt jedoch das letztere auch noch die gegenseitige Lage der Spulen im magnetischen Felde erkennen.

## 18. Die Zahl der erforderlichen Stromabnahmestellen.

In jeder geschlossenen Ankerwicklung theilt sich der Strom in zwei oder ein Vielfaches von zwei Ankerstromzweigen. Zeichnen wir in einem Schema, z. B. in Fig. 25, die Richtung der inducirten Ströme in allen inducirten Drähten ein, so finden wir Stellen, wo Ströme von entgegengesetzter Richtung zusammentreffen, d. h. es fließen daselbst Ströme von beiden Seiten zu oder nach beiden

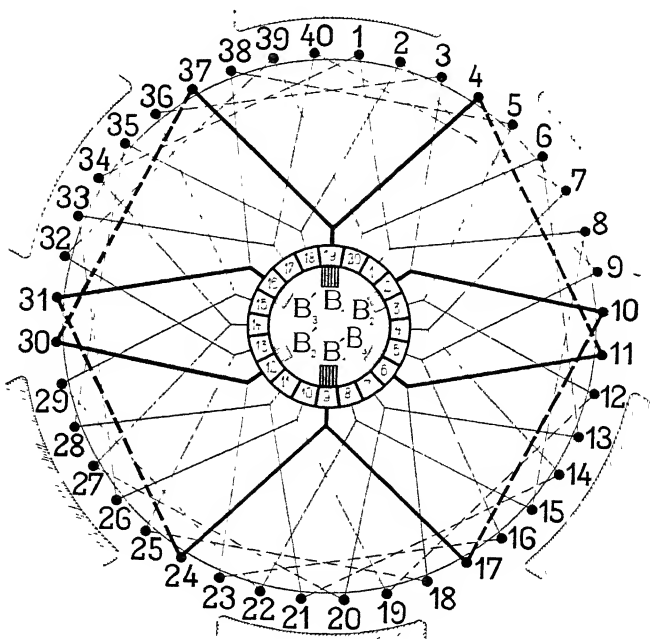


Fig. 50. Wellenwicklung.  $p = 3$ ;  $a = 1$ ;  $s = 40$ ;  $y_1 = y_2 = 7$ .

Seiten ab. Alle diese Punkte (siehe Fig. 26) sind sog. Stromabnahmestellen, an welchen Bürsten aufgelegt werden müssen. An denselben findet eine Stromverzweigung statt; da aber die Zahl der Stromverzweigungen gleich der Anzahl der Ankerstromzweige  $2a$  ist, so ist die erforderliche Bürstenzahl im allgemeinen  $= 2a$ .

Bei der Spiral- und Schleifenwicklung für  $a = p$  ist die Zahl der nothwendigen Bürsten gleich der Polzahl; je eine Bürste kommt zwischen zwei Pole zu liegen (Fig. 25 und 29). Lässt man eine Anzahl Bürsten weg, so werden ebenso viele Ankerstromzweige stromlos.

Wenn  $a = mp$  ist, so müssen wir  $m$  Umgänge um den Anker

machen, wenn wir die Wicklung durchlaufen wollen. Für jeden Umgang haben wir  $2p$  Bürsten nothwendig, und wir erhalten zwischen je zwei Polen  $m$  Bürsten, die gegen einander um eine Kollektorlamelle verschoben sind. Diese können wir durch eine einzige ersetzen, deren Breite gleich  $m$  Kollektortheilungen ist. Bei Spiral- und Schleifenwicklung ist somit die Zahl der Bürsten stets gleich der Polzahl  $2p$ .

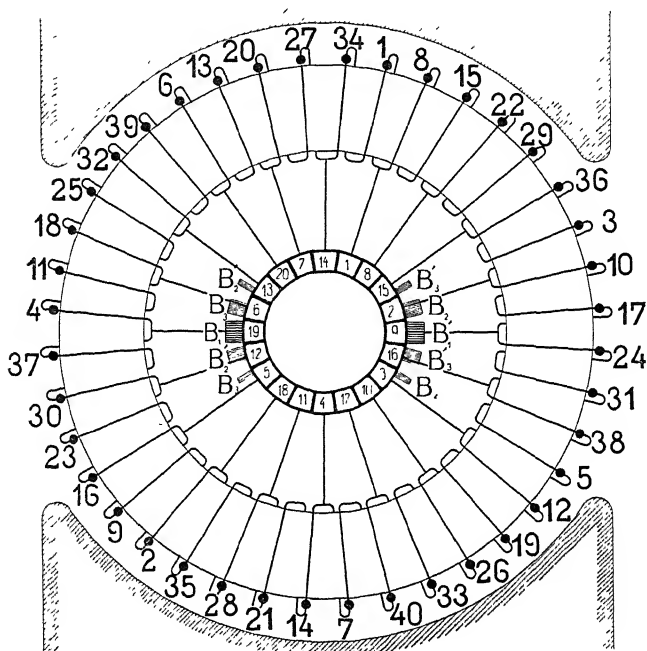


Fig. 51. Reducirtes Schema der Wicklung von Fig. 50.

Bei der Wellenwicklung gilt auch der Satz, dass die Zahl der nothwendigen Bürsten gleich der Anzahl der Ankerstromzweige ist. In Fig. 50 ist

$$s = 40, \quad a = 1, \quad p = 3, \quad y_1 = y_2 = 7$$

und die zwei erforderlichen Bürsten sind  $B_1$  und  $B_1'$ . Die Zahl kann noch erhöht werden, indem wir zwischen die andern Pole auch Bürsten legen. (Siehe Fig. 50  $B_2$ ,  $B_2'$ ,  $B_3$  und  $B_3'$ .) Da die Entfernung der gleichpoligen Bürsten gleich der doppelten Poltheilung ist und der Kollektorschritt  $y_k$  um  $\frac{a}{p}$  oder  $\frac{1}{3}$  der Kollektortheilung von der doppelten Poltheilung abweicht, so müssen die Bürsten  $B_2'$

und  $B_3$  mit  $B_1$ , und  $B_2$  und  $B_3'$  mit  $B_1'$  je durch eine Spule, die ausserhalb der Pole (in der neutralen Zone) liegt, verbunden sein. Der Zusammenhang aller Bürsten durch die Wicklung lässt sich sehr deutlich aus dem reducirten Schema ansehen (Fig. 51), das der Uebersichtlichkeit wegen in dreimal grösserem Maassstab, also mit dreimal grösseren Polbogen, gezeichnet ist. Da liegen die gleichpoligen Bürsten bei einander und sind je durch eine Spule verbunden. Durch das Auflegen der 4 Bürsten  $B_2, B_2', B_3$  und  $B_3'$

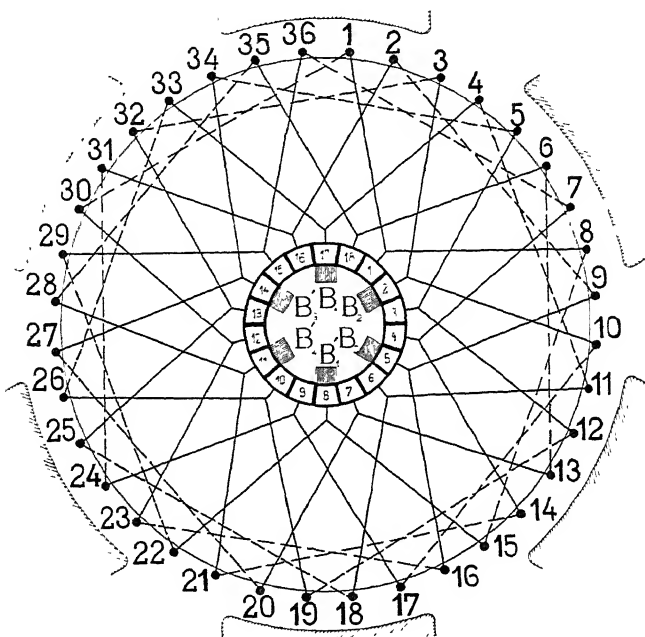


Fig. 52. Wellenwicklung.  $p=3$ ;  $a=3$ ;  $s=36$ ;  $y_1=y_2=7$ .

haben wir an der Wicklung und ihrer Wirkungsweise nichts geändert; die Zahl der Ankerstromzweige und die in denselben inducirten EMKe sind gleich geblieben; denn die Spulen, die die gleichpoligen Bürsten verbinden, werden in dieser Lage nicht inducirt.

Wir wählen nun  $a=3$ ,  $s=36$ ,  $p=3$ ,  $y_1=y_2=7$ . Siehe Fig. 52. Hier haben wir 6 Bürsten nothwendig; dieselben kommen je zwischen zwei Pole zu liegen. In diesem Falle sind die positiven und negativen Bürsten nicht durch eine Spule verbunden, sondern sie sind auf alle Ankerstromzweige vertheilt (siehe reducirtes Schema Fig. 53); denn hier weicht  $y_k$  um  $\frac{a}{p}=1$  Kollektor-

lamelle von der doppelten Poltheilung ab. Die gleichpoligen Bürsten können also nicht mehr durch eine Spule verbunden sein, sondern wir müssen zwei ganze Ankerstomzweige durchlaufen, bis wir wieder zu einer gleichen Bürste gelangen.

Erst wenn wir zwei gegenüberliegende Bürsten nach jeder Seite um eine Kollektorlamelle verbreitern, stehen diese Bürsten mit den andern gleichpoligen je durch eine Spule in Verbindung (Fig. 52). Wir können also die Bürsten  $B_2, B_2', B_3, B_3'$  weglassen,

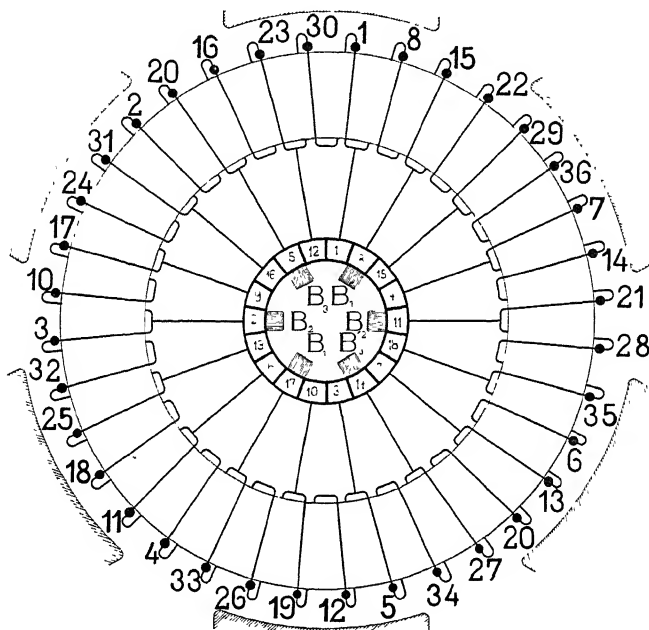


Fig. 53. Reducirtes Schema der Wicklung von Fig. 52.

ohne die Wirkungsweise der Wicklung merklich zu beeinflussen, wenn wir  $B_1$  und  $B_1'$  nach jeder Seite um eine Lamelle verbreitern. Im reducirten Schema kommt diese Veränderung der Bürsten dadurch zum Ausdruck, dass an Stelle der 4 Bürsten  $B_2, B_2', B_3, B_3'$  gleiche Bürsten treten, die aber um eine Kollektorlamelle gegenüber diesen verschoben sind. Aus dieser Betrachtung erkennen wir, dass sich bei der Wellenwicklung die Zahl der Bürsten stets auf zwei reduciren lässt, wenn diese  $a$  Lamellen breit gemacht werden. Wenn  $a > p$  ist, so bekommen wir an einigen Stellen zwei Bürsten, die um eine Kollektorlamelle verschoben sind. Diese können wir zu einer einzigen Bürste zusammenfassen, welche doppelt so breit ist, und durch genügende

Verbreiterung zweier Bürsten ist es möglich, wie für  $a=p$  die Gesamtzahl der Bürsten auf zwei zu vermindern. Im allgemeinen ist es jedoch rathsam, die Zahl der Bürsten mindestens gleich  $2a$  zu machen.

### 19. Die Ursachen der Verschiedenheit der in den Ankerstromzweigen inducirten EMKe.

Betrachten wir die Richtung der inducirten EMKe einer einfach geschlossenen Wicklung mit  $2a$  Ankerstromzweigen, so sind immer, da ebenso viel  $N$ - als  $S$ -pole vorhanden sind, eine gleiche Anzahl Stromzweige gegen einander geschaltet. Bezeichnen wir (siehe Fig. 54) die EMKe der einzelnen Ankerstromzweige mit

$$E_{a1} \quad E_{a2} \quad E_{a3} \quad \text{u. s. w.},$$

so muss, damit keine inneren Ströme oder sog. Ausgleichströme in der Wicklung entstehen,

$$E_{a1} = E_{a2} = E_{a3} \dots$$

sein.

Ist das nicht der Fall und ist z. B. in Fig. 54  $E_{a1} > E_{a4}$ , so

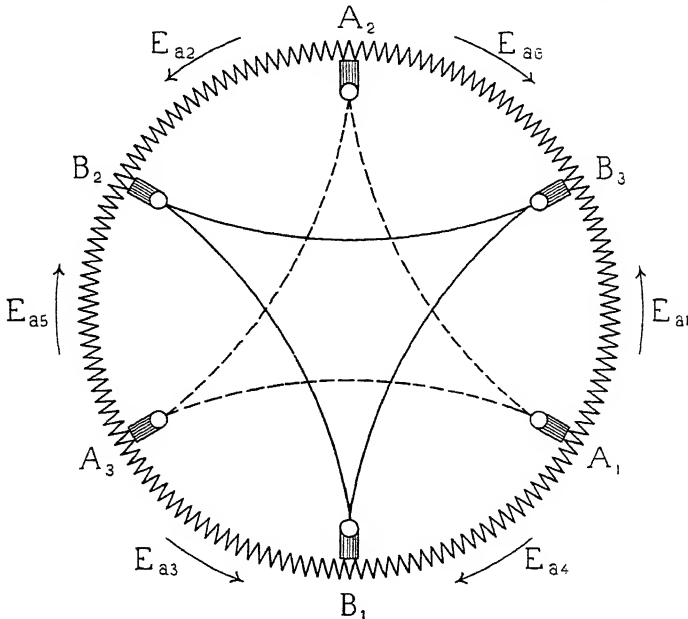


Fig. 54.

ist das Potential der Bürste  $B_3$  grösser als der Bürste  $B_1$ , und es wird ein Ausgleichstrom in dem Kreise  $B_3 B_1 A_1 B_3$  fließen, d. h.

die Stromstärke im Zweige  $B_1 A_1$  wird abnehmen und im Zweige  $A_1 B_3$  zunehmen. Ist die Spannungsdifferenz ( $E_{a1} - E_{a4}$ ) genügend gross, so kann eine starke Erwärmung des Ankers und eine Funkenbildung an der Bürste  $B_3$  und eventuell auch an der Bürste  $B_1$  eintreten. — Eine ähnliche ungleiche Stromvertheilung findet statt, wenn in der gegebenen Lage des Ankers der Widerstand des Zweiges  $A_1 B_3$  kleiner ist, als derjenige des Zweiges  $A_1 B_1$ .

Insofern die Unsymmetrien von der Ankerwicklung herrühren, sind sie mit der Drehung des Ankers sowohl nach Grösse als nach Lage veränderlich, insofern sie aber in unsymmetrischen Feldstärken der Pole ihre Ursache haben, sind sie als im Raume feststehend zu betrachten.

An jede Gleichstrommaschine muss die Forderung gestellt werden, dass für jede Lage des Ankers in Bezug auf die Bürsten die inducirten EMKe und die Widerstände der einzelnen Ankerstromzweige einander gleich sind.

Eine vollkommene Erfüllung dieser Forderung ist mit Rücksicht auf die Herstellung der Maschine und der Ungleichheiten des Materials praktisch nicht erreichbar. Je mehr wir uns aber in magnetischer und elektrischer Hinsicht der vollkommenen Symmetrie nähern, um so leistungsfähiger wird unter sonst gleichen Umständen eine Maschine sein, und es ist daher hierauf das grösste Gewicht zu legen.

Wir wollen nun zunächst untersuchen, welche Ursachen zu einer unsymmetrischen Ankerinduktion Veranlassung geben, und alsdann die Mittel prüfen, welche die schädlichen Wirkungen derselben zu beseitigen oder zu vermindern gestatten.

**1. Unsymmetrische Wicklungen.** Diese sind dadurch gekennzeichnet, dass die Zahl der inducirten Drähte der einzelnen Ankerstromzweige verschieden ist; infolgedessen haben die inducirten EMKe nicht genau dieselbe Grösse, was ein Nachtheil ist. Beim Entwurf einer Wicklung ist also stets darauf zu achten, dass dieselbe wenn möglich symmetrisch ausfällt. Da nun allgemein die Zahl der Ankerstromzweige gleich  $2a$  und die Zahl der inducirten Seiten gleich  $s$  ist, so können wir allgemein sagen:

Eine Wicklung ist symmetrisch, wenn die Zahl der inducirten Spulenseiten  $s$  durch die Anzahl der Ankerstromzweige  $2a$  oder wenn  $K$  durch  $a$  theilbar ist.

Wicklungen, welche dieser Bedingung genügen, arbeiten erfahrungsgemäss besser als unsymmetrische Wicklungen.

Hinsichtlich der Ausführung der Wicklung ist zu be-

merken, dass alle Spulen unter sich einen gleichen Widerstand, also eine gleiche Drahtlänge besitzen sollen. — Bei Drahtwicklungen sind daher Schablonenwicklungen unbedingt vorzuziehen. Bei Stabankern mit vielen Löthstellen ist auf eine gute Ausführung der letzteren grosses Gewicht zu legen.

2. Excentrische Lagerung des Ankers. Wenn der Anker excentrisch gelagert ist, so wird der Kraftfluss in denjenigen Polen erheblich grösser sein, gegen welche sich der Anker genähert hat, und in den Polen hat er bedeutend abgenommen, von welchen er sich entfernt hat. Diese Excentricität des Ankers hat natürlich eine ungleichmässige Induktion der Ankerdrähte zur Folge. Wenn wir Schleifen- oder Spiralwicklung haben, so verhalten sich die EMKe der einzelnen Ankerstromzweige wie die Kraftflüsse der Pole, durch welche sie inducirt werden; die Abweichungen können also ganz bedeutend werden.

Wenn wir dagegen Wellenwicklung haben, so vertheilt sich diese Ungleichheit der Pole auf alle Ankerstromzweige, so dass der Unterschied der EMK der einzelnen Ankerstromzweige für symmetrische Wellenwicklung praktisch gleich Null wird, für un-symmetrische von Null verschieden, aber doch erheblich kleiner als bei der Spiral- oder Schleifenwicklung.

3. Ungleichmässige Pole. In der Praxis kommt es vor, dass die Pole bezüglich der Grösse des Kraftflusses und der Vertheilung der Induktion über denselben verschieden sind. Diese Ungleichheiten können herrühren von Blasen im Guss oder Ungenauigkeiten und Fehlern desselben, von ungleicher Gestalt der Pole, von ungleicher magnetischer Streuung derselben, von verschiedenen Windungszahlen der Magnetschenkel oder ungleichen Erregerströmen bei parallel geschalteten Magnetspulen. Auch eine ungenaue Bearbeitung und Montirung der Maschinen veranlassen solche Ungleichheiten. Dieselben machen sich namentlich bei Spiral- und Schleifenwicklung geltend, währenddem sie sich bei Wellenwicklung auf alle Ankerstromzweige vertheilen, so dass die Unterschiede der in denselben inducirten EMKe erheblich kleiner werden als bei Spiral- und Schleifenwicklung.

---



## Fünftes Kapitel.

20. Die Aequipotentialverbindungen. — 21. Der Potentialschritt von Spiral- und Schleifenwicklungen. — 22. Der Potentialschritt von Reihenparallelwicklungen. — 23. Die Stromstärke und der Wattverlust von Aequipotentialverbindungen.

### 20. Die Aequipotentialverbindungen.

Nehmen wir zunächst an, wir hätten eine magnetisch und elektrisch vollkommen symmetrische Maschine, so dürfen wir diejenigen Kollektorlamellen oder diejenigen Knotenpunkte der Wicklung, welche während einer Umdrehung des Ankers unter sich ein

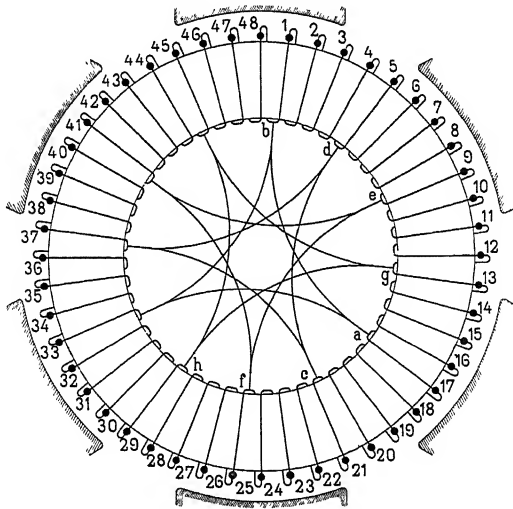


Fig. 55. Spiralwicklung mit Aequipotentialverbindungen.

gleiches Potential behalten, leitend mit einander verbinden. In diesem Falle würden die hergestellten Aequipotentialverbindungen stromlos bleiben und daher zwecklos sein.

Sobald jedoch Unsymmetrien auftreten, d. h. sobald die in den einzelnen Ankerstromzweigen inducirten EMKe verschieden sind, werden die entstehenden Ausgleichströme ihren Weg durch die Aequipotentialverbindungen und nicht mehr durch die Bürsten nehmen, infolgedessen werden die Bürsten entlastet und eine Ursache der Funkenbildung wird beseitigt.

Wenn die Aequipotentialverbindungen fehlerlos sein sollen, so muss in jeder Schleife, welche durch zwei (z. B.  $ab$  und  $cd$  Fig. 55) dieser Verbindungen und die dazwischen liegenden Ankerspulen (1, 2, 3, 4 und 17, 18, 19, 20) gebildet wird, eine gleiche Zahl im Felde symmetrisch gelegener Spulen gegen einander geschaltet sein, so dass sich ihre EMKe unter sich aufheben. Diese Bedingung lässt sich offenbar erfüllen, wenn die Kollektorlamellenzahl  $K$  durch die Zahl der Lamellen, die ein gleiches Potential haben, theilbar ist.

Zunächst wollen wir untersuchen, wie die Verbindungen bei den verschiedenen Wicklungen auszuführen sind, und bezeichnen die Zahl der Kollektortheilungen oder die Zahl der Knotenpunktheilungen der Wicklung, welche zwischen den Enden einer Aequipotentialverbindung liegen, als Potentialschritt  $y_p$ .

## 21. Der Potentialschritt von Spiral- und Schleifenwicklungen.

Die Aequipotentialverbindungen wurden zuerst von Mordey bei der Viktoriamaschine der Brush-Comp. angewendet, und zwar um die Bürstenzahl bei mehrpoligen Parallelankern unabhängig von der Polzahl auf zwei zu vermindern.

Bei jedem Parallelanker ist die Zahl der Knotenpunkte der Wicklung oder die Zahl der Kollektorlamellen, die ein gleiches Potential haben, gleich  $p$ , und die Entfernung von zwei solchen Lamellen ist gleich der doppelten Poltheilung oder gleich der Entfernung von zwei gleichnamigen Bürsten. Es ist daher

$$y_p = \frac{K}{p} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (21)$$

je  $p$  Lamellen sind leitend mit einander zu verbinden, und  $\frac{K}{p}$  muss eine ganze Zahl sein.

In Fig. 56 ist ein solches Schema für eine Ringwicklung mit

$$K = 12; \quad a = p = 2$$

dargestellt.

Es wird

$$y_p = \frac{12}{2} = 6,$$

d. h. es ist

das Ende der Spule 1 mit Ende der Spule  $1 + 6 = 7$

„ „ „ „ 7 „ „ „ „  $7 + 6 = 13 = 12 + 1$

d. h. der Spule 1 zu verbinden. In der Fig. 56 sind die Verbindungen ausserhalb des Kollektors gezeichnet und zwei Bürsten sind fortgelassen. Wie man sieht, sind für  $p = 2$  die gegenüberliegenden Spulen oder Lamellen zu verbinden.

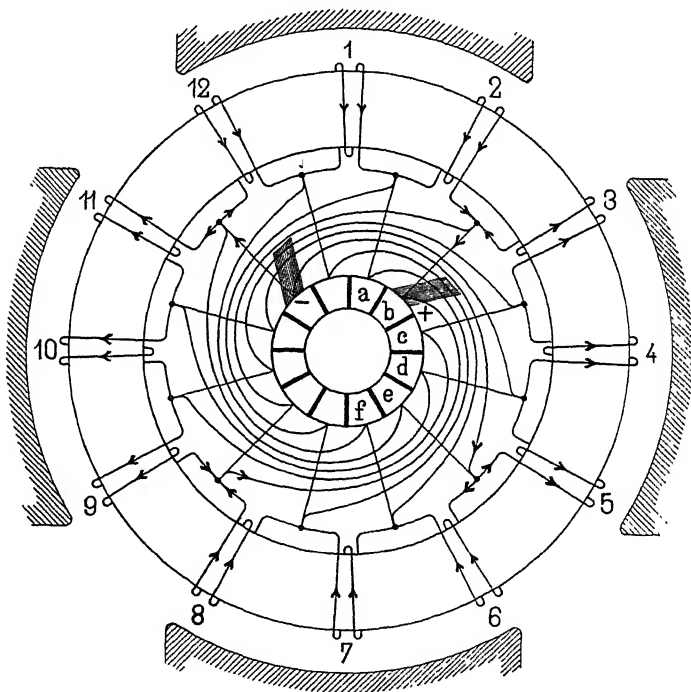


Fig. 56. Spiralwicklung mit Aequipotentialverbindungen nach Mordey.

Haben wir es mit einer mehrfachen Parallelschaltung zu thun, so ist

$$a = m \cdot p$$

und je  $m$  benachbarte Lamellen haben nahezu ein gleiches Potential.

Es muss jetzt  $\frac{K}{m p} =$  gleich einer ganzen Zahl sein.

Die Wicklung wird daher  $m$  fach geschlossen und der Potentialschritt ist wie früher

$$y_p = \frac{K}{p}.$$

In diesem Falle würde es auch gestattet sein, bis  $m$  benachbarte Lamellen direkt zu verbinden. Das darf jedoch nur an wenigen Stellen geschehen, so dass die Ströme der kurzgeschlossenen Spulen von einander unabhängig sind. — Diese Verbindungen wirken dann wie Aequipotentialverbindungen.

## 22. Der Potentialschritt von Reihen-Parallelwicklungen.

a) Symmetrische Wicklungen. Auf Seite 58 haben wir eine Wicklung als symmetrisch defint, wenn  $\frac{K}{a}$  eine ganze Zahl ist. Diese Bedingung lässt sich etwas umformen.

Es ist

$$y_k = \frac{K \pm a}{p}.$$

Indem wir beide Seiten mit  $\frac{p}{a}$  multipliciren, erhalten wir

$$y_k \cdot \frac{p}{a} = \frac{K}{a} \pm 1.$$

Soll die Wicklung symmetrisch sein, so muss  $\frac{K}{a}$  und folglich auch  $\frac{y_k \cdot p}{a}$  eine ganze Zahl sein.  $y_k$  und  $a$  haben für den Fall, dass die Wicklung einfach geschlossen ist, keinen gemeinschaftlichen Theiler (s. Seite 33).

Damit nun  $\frac{y_k \cdot p}{a}$  eine ganze Zahl ist, muss  $\frac{p}{a}$  ganzzahlig sein, d. h. eine einfach geschlossene Wellenwicklung ist nur dann symmetrisch, wenn  $\frac{p}{a}$  eine ganze Zahl ist.

Wenn wir das reducirte Schema einer symmetrischen Reihen-Parallelschaltung betrachten, z. B. Fig. 53, wo

$$p = 3 \quad a = 3 \quad y_k = 7 \quad K = 18,$$

so sehen wir ohne weiteres ein, dass es auch bei der Reihen-Parallelschaltung je  $a$  Punkte mit gleichem Potential giebt und deshalb leitend unter sich verbunden werden dürfen.

Im reducirten Schema lassen sich diese  $a$  zusammengehörenden Lamellen leicht finden. Sie müssen im wirklichen und im reducirten Schema genau eine doppelte Poltheilung oder ein ganzes Vielfaches davon aus einander liegen; dieses Vielfache wollen wir mit  $x$  bezeichnen und etwas später erläutern, was für ein Wert dem  $x$  zukommt. Es ist nun

$$K = p y_k \mp a$$

$$\frac{K}{p} = y_k \mp \frac{a}{p}.$$

$\frac{K}{p}$  ist eine doppelte Poltheilung; folglich ist

$$y_p = \frac{x \cdot K}{p} = x \cdot y_k \mp x \cdot \frac{a}{p}.$$

Da wir  $a$  Lamellen mit einander verbinden dürfen, so haben wir auch  $a$  Aequipotentialverbindungen, deren Schritte wir mit  $y_{p1}, y_{p2} \dots y_{pa}$  bezeichnen. Der Verbindungszug derselben bildet eine geschlossene Figur.

Hieraus folgt

$$\sum_1^a y_p = K$$

$$\sum_1^a y_p = y_k (x_1 + x_2 + \dots x_a) \mp \frac{a}{p} (x_1 + x_2 + \dots x_a)$$

$$\sum_1^a y_p = K = y_k \sum_1^a x \mp \frac{a}{p} \sum_1^a x.$$

Da  $K = p \cdot y_k \mp a$  ist, so muss

$$\sum_1^a x = x_1 + x_2 + \dots x_a = p \text{ sein.}$$

Bei symmetrischen Wicklungen sind alle  $x$  gleich gross, d. h. es ist

$$x_1 = x_2 = \dots x_a = x = \frac{p}{a},$$

wo  $\frac{p}{a}$  stets eine ganze Zahl ist.

Infolgedessen werden die Potentialschritte

$$y_{p1} = y_{p2} = \dots y_{pa} = \frac{p}{a} \cdot y_k \mp 1.$$

Beispiele:

$$p = 6 \quad a = 3 \quad y_k = 25 \quad K = 6 \cdot 25 \mp 3 = 153.$$

Folglich

$$\frac{p}{a} = 2.$$

$$y_{p1} = y_{p2} = y_{p3} = 2 \cdot 25 + 1 = 51.$$

Es ist Lamelle 1 mit  $1 + 51 = 52$

„ 52 „  $52 + 51 = 103$

„ 103 „  $103 + 51 = 154$

oder mit Lamelle 1 zu verbinden.

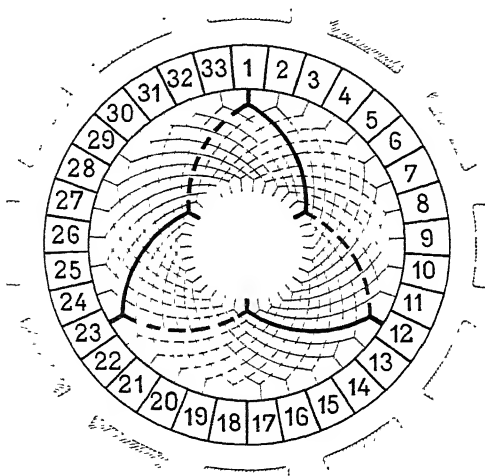


Fig. 57. Symmetrische Wellenwicklung mit Aequipotentialverbindungen  
 $p = 6$ ;  $a = 3$ ;  $y_k = 5$ ;  $K = 33$ .

In Fig. 57 ist das Schema einer symmetrischen, einfach geschlossenen Wicklung dargestellt. Um die Figur einfach zu gestalten, ist die Wicklung weggelassen und nur der Kollektor aufgezeichnet, der ja ohne weiteres auf dieselbe schliessen lässt. Fig. 58 ist das zugehörige reducirte Schema. Für diese Figuren ist

$$p = 6 \quad a = 3 \quad y_k = 5 \quad K = 33$$

$$x_1 = x_2 = x_3 = \frac{p}{a} = 2$$

$$y_{p1} = y_{p2} = y_{p3} = 2 \cdot 5 + 1 = 11.$$

b) Unsymmetrische Wicklungen. Wenn  $K$  nicht durch  $a$  theilbar ist, so lässt das reducirte Schema sofort erkennen, dass diese  $a$  Lamellen nicht mehr genau dasselbe Potential besitzen, weil dieselben im Felde etwas verschoben sind. Diese Abweichungen sind aber im allgemeinen klein, so dass diese  $a$  Lamellen, wie wir später sehen werden, doch verbunden werden dürfen.

Bei unsymmetrischen Wicklungen ist  $\frac{p}{a}$  keine ganze Zahl; somit können die  $a$ -Potentialsschritte nicht mehr alle gleich werden, weil  $x_1, x_2 \dots x_a$  stets ganze Zeilen sein müssen. In der Formel

$$y_p = x y_p \mp x \cdot \frac{a}{p}$$

ist  $x \cdot \frac{a}{p}$  keine ganze Zahl; denn  $x$  ist nicht mehr gleich  $\frac{p}{a}$ , da nun  $y_p$  stets ganzzahlig ist, so muss  $x \frac{a}{p}$  dem nächst gelegenen ganzzahligen Werthe gleich gesetzt werden. Wenn die Aequipotential-

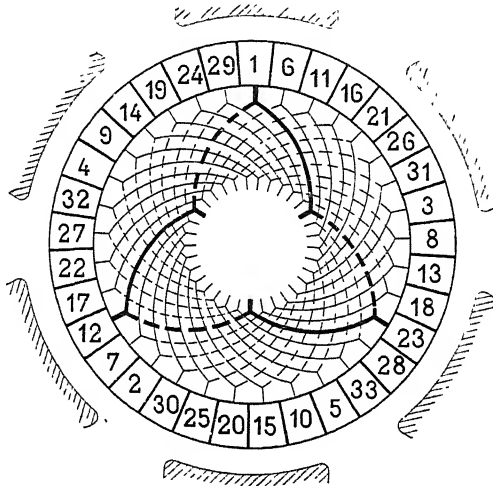


Fig. 58. Reducirtes Schema zur Wicklung von Fig. 57.

verbindungen alle möglichst gleich gemacht werden, d. h.  $x_1, x_2 \dots x_a$  höchstens um 1 von einander abweichen, so liegt der Werth von  $x \cdot \frac{a}{p}$  immer in der Nähe von 1.

Es wird deshalb

$$\begin{aligned} y_{p1} &= x_1 \cdot y_k \mp 1 \\ y_{p2} &= x_2 \cdot y_k \mp 1 \\ y_{pa} &= x_a \cdot y_k \mp 1 \end{aligned}$$

oder allgemein

$$y_p = x y_k \mp 1 \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

wo  $x_1 + x_2 + \dots + x_a = p$  sein muss.

Wie wir vorhin im reducirten Schema bemerkt haben, liegen die Lamellen, welche verbunden werden sollen, nicht genau in demselben Felde. Diese Abweichung, die wir mit  $\alpha_x$  bezeichnen wollen, ist nun

$$\alpha_x = \left(1 - \frac{a}{p} x\right) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (23)$$

gemessen in Kollektortheilungen.

Damit  $\alpha_x$  möglichst klein wird, muss  $x$  gleich dem ganzzahligen Werthe, der  $\frac{p}{a}$  am nächsten liegt, gewählt werden; dabei muss aber stets die Bedingung erfüllt sein, dass  $\sum_1^a x = p$  ist.

Für symmetrische Wicklungen ist  $x = \frac{p}{a}$  und somit

$$\alpha_x = 0.$$

Beispiel einer unsymmetrischen Wicklung:

$$p = 7 \quad a = 3 \quad y_k = 25$$

$$K = 7 \cdot 25 + 3 = 178.$$

$\alpha_x$  wird für die Werthe von  $x = 2$  und  $x = 3$  am kleinsten sein. Wir setzen deshalb

$$x_1 = 2 \quad x_2 = 2 \quad x_3 = 3.$$

Es ist dann

$$x_1 + x_2 + x_3 = 7 = p.$$

Daraus folgt für

$$\left. \begin{aligned} y_{p1} &= 2 \cdot 25 + 1 = 51 \\ y_{p2} &= 2 \cdot 25 + 1 = 51 \end{aligned} \right\} \quad \alpha_x = \left(1 - \frac{3}{7} \cdot 2\right) = \frac{1}{7},$$

$$y_{p3} = 3 \cdot 25 + 1 = 76 \quad \alpha_x = \left(1 - \frac{3}{7} \cdot 3\right) = -\frac{2}{7}.$$

Bei dieser Verbindungsweise der Kollektorlamellen beträgt die grösste Abweichung im Felde  $\frac{2}{7}$  Kollektorlamellen. Ausser diesem Fehler haben wir noch einen zweiten zu berücksichtigen. Da  $K$  durch  $a$  nicht theilbar ist, so können wir nicht alle Lamellen mit Aequipotentialverbindungen versehen. In unserem Falle ist

$$K = 178 = 3 \cdot 59 + 1.$$

Wenn wir 59mal die Schritte  $y_{p1}$   $y_{p2}$   $y_{p3}$  ausgeführt haben, so bleibt noch eine Lamelle unverbunden, was ein grosser Nachtheil ist; denn an dieser Stelle sind zwei Ankerspulen gegen eine geschaltet. In diesem Stromkreise würde infolgedessen ein Wechselstrom fliessen, herrührend von der EMK der überzähligen Spule.



Diesen Wechselstrom, der den Anker unnötig erwärmt und zu grössern Wattverlusten in demselben Anlass giebt, können wir er-

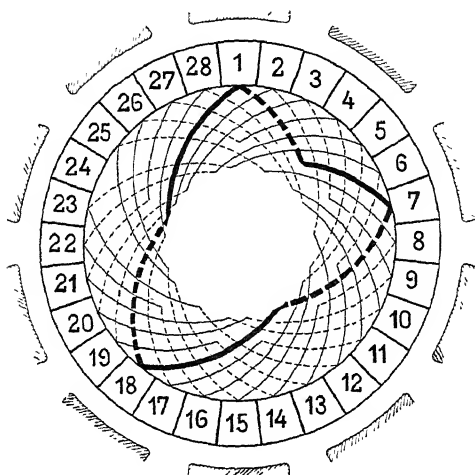


Fig. 59. Unsymmetrische Wellenwicklung mit Aequipotentialverbindungen  
 $p = 5$ ;  $a = 3$ ;  $K = 28$ ;  $y_k = 5$ .

heblich reduciren, wenn wir die Aequipotentialverbindungen in der Nähe der überzähligen Spule weglassen; dadurch erhöhen wir den Widerstand und die Selbstinduktion dieses Stromkreises, was ein Sinken des schädlichen Stromes zur Folge hat. (Siehe S. 83.)

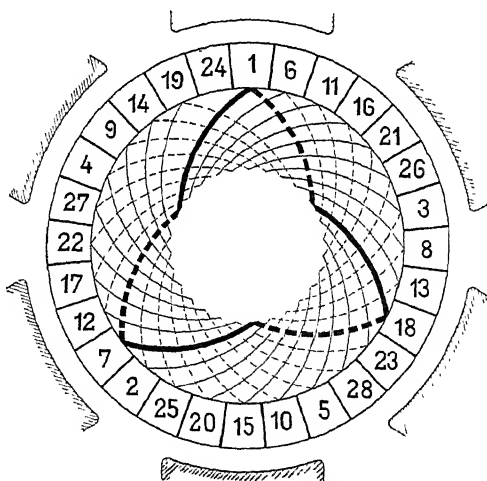


Fig. 60. Reducirtes Schema zur Wicklung von Fig. 59.

In Fig. 59 und 60 ist das wirkliche und das reducirt Schema einer unsymmetrischen Wicklung dargestellt. Dasselbst ist

$$p=5 \quad a=3 \quad y_k=5 \quad K=28,$$

$$\alpha_x = \left(1 - \frac{3}{5}x\right).$$

$\alpha_x$  wird am kleinsten für  $x=2$ , folglich wählen wir

$$x_1=2 \quad x_2=2 \quad x_3=1,$$

$$y_{p1}=2 \cdot 5 + 1 = 11,$$

$$y_{p2}=2 \cdot 5 + 1 = 11,$$

$$y_{p3}=1 \cdot 5 + 1 = 6,$$

Da 28 durch 3 nicht theilbar ist, so bleibt eine Lamelle (24) unverbunden, und an dieser Stelle sind zwei Spulen gegen eine geschaltet.

Diese Wattverluste werden bei einer einfach geschlossenen unsymmetrischen Reihenparallelschaltung mit Aequipotentialverbindungen immer auftreten, sie lassen sich aber auf zwei Arten vermeiden.

1. Man macht  $p \cdot y_k$  durch  $a$  theilbar, es wird dann

$$\frac{K}{a} = \frac{p y_k}{a} = \text{eine ganze Zahl.}$$

Wir erhalten jetzt keine überzähligen Spulen. Die Wicklung ist in diesem Falle mehrfach geschlossen, die Zahl der Schliessungen ist gleich dem gemeinschaftlichen Theiler von  $y_k$  und  $a$ . Ist z. B.

$$p=8 \quad a=6 \quad y_k=51,$$

$$K=8 \cdot 51 + 6 = 414,$$

so wird

$$\frac{K}{a} = 69$$

und die Wicklung ist dreifach geschlossen, da  $a=3 \cdot 2$  und  $y_k=3 \cdot 17$  ist.

2. Man fügt in die Wellenwicklung so viele Schleifen einer Schleifenwicklung ein, dass  $K:a$  theilbar wird. Ist  $z$  die Anzahl der eingeschobenen Schleifen, so wird

$$K = p \cdot y_k \pm a + z,$$

und es muss

$$\frac{p \cdot y_k \pm a + z}{a} = \text{eine ganze Zahl sein.}$$

Bei der Abzählung der Schritte  $y_k$  und  $y_p$  im Schema wird  $z=0$  angenommen; denn die Schleifen haben nur den Zweck, den überzähligen Spulen das Gleichgewicht zu halten, und ändern das ohne  $z$  entworfene Schema in keiner Weise. Es wird also

$$y_k = \frac{K + a - z}{p},$$

$$y_p = x \cdot y_k + 1.$$

In Fig. 61 ist

$$p = 3 \quad a = 2 \quad z = 1 \quad y_k = 9,$$

$$K = 3 \cdot 9 + 2 + 1 = 30.$$

Die Wellenwicklung enthält eine Schleife; sie liegt zwischen den Lamellen 30 und 1 und wird durch den Linienzug Lamelle 30—60—50 bis Lamelle 1 gebildet.

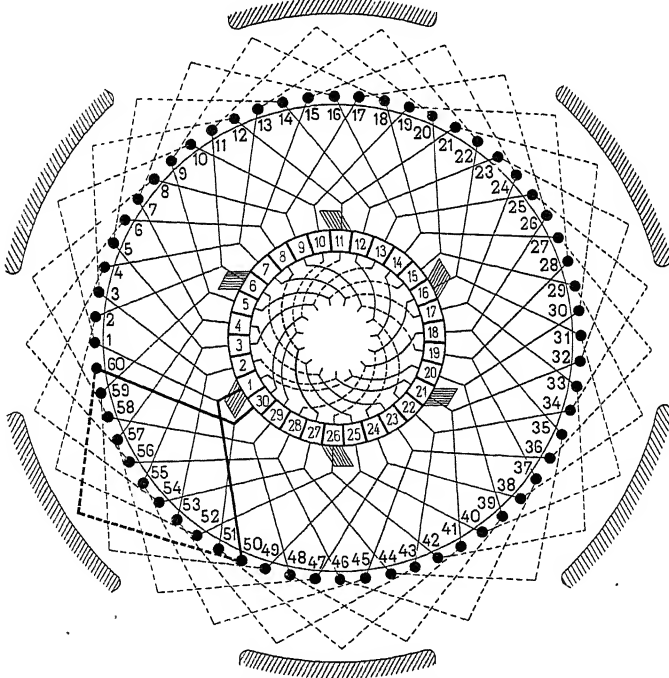


Fig. 61. Wellenwicklung mit eingeschobener Schleife.

Es wird

$$x_1 = 2 \quad x_2 = 1,$$

$$y_{p1} = 2 \cdot 9 + 1 = 19,$$

$$y_{p2} = 9 + 1 = 10.$$

Demgemäss ist

$$\begin{aligned} \text{Lamelle 1 mit } 1 \div 19 &= 20, \\ \text{.. } 20 \text{ , } 20 \div 10 &= 30 = 29 \div 1, \end{aligned}$$

oder mit Lamelle 1 zu verbinden, da die Lamelle 30 für  $z=0$  als nicht vorhanden zu denken ist.

Die Potentialschritte 19 und 10 liefern also je zwei in eine zusammenfallende Verbindungen.

Haben wir eine Reihenparallelschaltung mit  $a > p$ , so müssen in der Gleichung

$$x_1 \div x_2 \div \dots x_a = p$$

nothwendig mindestens so viele  $x$  den Werth 0 annehmen, als  $a$  grösser ist als  $p$ , sofern alle andern  $x=1$  sind. Werden einige  $x$  grösser als 1, so verschwinden noch mehr  $x$ . Trotzdem einige  $x=0$  werden, können wir doch  $a$  Aequipotentialverbindungen legen, die eine geschlossene Figur bilden. Für  $x=0$  wird

$$y_p = \overline{\div} 1,$$

d. h. es sind benachbarte Lamellen leitend zu verbinden.

Beispiel.

$$p=3 \quad a=4 \quad K=55 \quad y_k=17.$$

Wir wählen  $x_1=x_2=x_3=1$ . Dann muss  $x_4=0$  sein.

$$\begin{aligned} y_{p1} &= 1 \cdot 17 \div 1 = 18, \\ y_{p2} &= \phantom{1 \cdot 17 \div 1} 18, \\ y_{p3} &= \phantom{1 \cdot 17 \div 1} 18, \\ y_{p4} &= 0 \cdot 17 \div 1 = \underline{1}, \\ &\phantom{y_{p4} = 0 \cdot 17 \div 1 = } 55. \end{aligned}$$

In Fig. 62 und 63 ist diese Wicklung dargestellt.

Wenn wir nicht alle Kollektorlamellen mit Aequipotentialverbindungen versehen wollen, sondern nur einen Theil, z. B. den dritten oder vierten Theil, so ist es, wenn  $p:a$  nicht theilbar ist, nothwendig, das reducirte Schema aufzuzeichnen; denn in diesem Falle genügt es nicht, dass die Verbindungen den richtigen Schritt haben, sondern dieselben müssen so vertheilt sein, dass stets gleich viele Spulen gegen einander geschaltet sind. Die Erfüllung dieser letztern Bedingung können wir nur aus dem reducirten Schema ersehen. Wenn die Wicklung unsymmetrisch ist, so giebt es eine Stelle, wo dieser Bedingung nicht mehr genügt werden kann. Aus früher angegebenen Gründen müssen die Verbindungen in der Nähe dieser Stelle weggelassen werden.

Um sich von der Richtigkeit der Aequipotentialverbindungen zu überzeugen, kann man sich statt des reducirten Schemas auch der Wicklungstabelle bedienen.

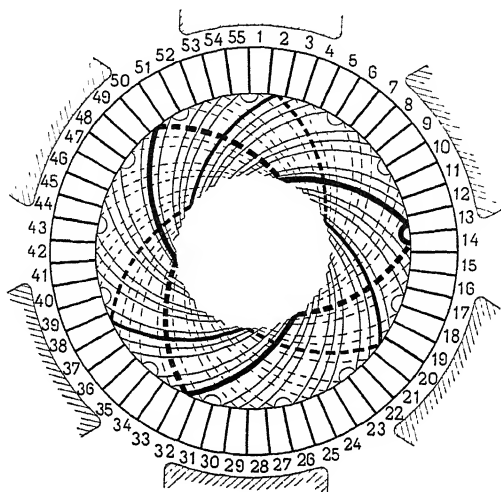


Fig. 62. Wellenwicklung mit Aequipotentialverbindungen  
 $p=3$ ;  $a=4$ ;  $K=55$ ;  $y_k=17$ .

Wenn man die Wicklungstabelle entsprechend anordnet, so wird man finden, dass immer solche Spulen oder Lamellen, deren Nummern in der Tabelle eine symmetrische Lage haben, mit einander verbunden werden müssen. Aus der Tabelle kann man auch leicht ersehen, ob in den Schleifen jeweils eine gleiche Anzahl Spulen gegen einander geschaltet sind.

Namentlich wenn die Kollektorlamellenzahl gross ist, ist es sehr zeitraubend, das reducirte Schema aufzuzeichnen. Man kommt viel rascher zum Ziel, wenn man sich der Wicklungstabelle bedient, was an einem Beispiele erläutert werden soll. Gegeben

$$p = 5 \quad a = 3 \quad K = 92,$$

$$y_k = \frac{92 + 3}{5} = 19$$

$$x_1 = 2 \quad x_2 = 2 \quad x_3 = 1,$$

$$y_{p1} = 2 \cdot 19 - 1 = 37,$$

$$y_{p2} = 2 \cdot 19 - 1 = 37,$$

$$y_{ps} = 1 \cdot 19 - 1 = 18.$$

Nun stellen wir die Wicklungstabelle des reducirten Schemas auf und theilen die Tabelle in 3 oder allgemein  $a$  möglichst gleiche Theile ein. In unserem Falle ist

$$\begin{aligned} 1 + 19 &= 20, \\ 20 + 19 &= 39, \\ 39 + 19 &= 58, \\ &\text{u. s. f.} \end{aligned}$$

Wir ordnen die Zahlen in  $\mu$  vertikale Reihen; die Differenz von zwei neben einander stehenden Zahlen ist dann  $= y_k$  und die Differenz von zwei unter einander stehenden Zahlen  $= a$  und erhalten

1	20	39	58	77
<u>4</u>	<u>23</u>	<u>42</u>	<u>61</u>	<u>80</u>
7	26	45	64	83
<u>10</u>	<u>29</u>	<u>48</u>	<u>67</u>	<u>86</u>
13	32	51	70	89
<u>16</u>	<u>35</u>	<u>54</u>	<u>73</u>	<u>92</u>
19				
<hr/>				
38	57	76	3	22
<u>41</u>	<u>60</u>	<u>79</u>	<u>6</u>	<u>25</u>
44	63	82	9	28
<u>47</u>	<u>66</u>	<u>85</u>	<u>12</u>	<u>31</u>
50	69	88	15	34
<u>53</u>	<u>72</u>	<u>91</u>	<u>18</u>	<u>37</u>
56				
<hr/>				
75	2	21	40	59
<u>78</u>	<u>5</u>	<u>24</u>	<u>43</u>	<u>62</u>
81	8	27	46	65
<u>84</u>	<u>11</u>	<u>30</u>	<u>49</u>	<u>68</u>
87	14	33	52	71
<u>90</u>	<u>17</u>	<u>36</u>	<u>55</u>	<u>74</u>

Gleich gelegene Kollektorlamellen der 3 oder allgemein der  $a$  Gruppen haben bei symmetrischen Wicklungen genau dasselbe Potential, bei unsymmetrischen Wicklungen ein vom Werthe  $\alpha_x$  abhängiges verschiedenes Potential. Der Potentialunterschied ist im allgemeinen aber so klein, dass diese gleich gelegenen Lamellen der 3 ( $a$ ) Gruppen leitend mit einander verbunden werden dürfen. (Siehe S. 83.) Der Schritt dieser Verbindungen muss mit dem berechneten übereinstimmen. Wenn wir nur ein Drittel der Lamellen

mit Aequipotentialverbindungen versehen wollen, so markiren wir in der ersten Gruppe (horizontal fortschreitend) jede dritte Lamelle (siehe Tabelle) und suchen zu diesen Lamellen die gleichgelegenen in den andern Gruppen. Die Lage derselben entspricht dann den berechneten Potentialschritten  $y_p$ . Zum Beispiel

$$\begin{aligned} 1 + 37 &= 38, \\ 38 + 37 &= 75, \\ 75 + 18 &= 93 = 92 + 1, \\ \text{oder } 58 + 37 &= 95 = 92 + 3, \\ 3 + 37 &= 40, \\ 40 + 18 &= 58. \end{aligned}$$

Man findet auf diese Weise die Verbindungsgruppen

$$1 - 38 - 75 - 1$$

und

$$58 - 3 - 40 - 58 \text{ u. s. f.}$$

Indem wir nun auf diese Weise die gleich gelegenen Lamellen verbinden, erreichen wir, dass bei symmetrischen Wicklungen stets

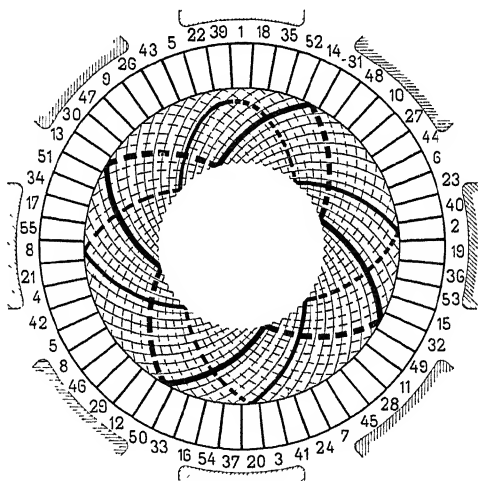


Fig. 63. Reducirtes Schema der Wicklung von Fig. 62.

gleich viel Spulen gegen einander geschaltet sind, bei unsymmetrischen auch gleich viel bis auf eine einzige Stelle, wo ungleich viel Spulen sich gegenüber stehen. In der Wicklungstabelle ist dieser Ort stets am Ende der einzelnen Gruppen, weil dieselben nicht gleich viel Lamellen besitzen; denn für unsymmetrische Wicklungen ist  $K$  durch  $a$  nicht theilbar. Aus der Wicklungstabelle unseres Beispiels geht hervor, dass an dieser Stelle 2 gegen 3 Spulen geschaltet

sind. Um daselbst einen zu grossen innern Strom zu vermeiden, ist es nothwendig, die erste Verbindung

$$1 - 38 - 75 - 1$$

oder die letzte

$$54 - 91 - 36 - 54$$

wegzulassen, da dann 5 Spulen 6 gegenüber stehen. Infolge des grössern Widerstandes und der grössern Selbstinduktion dieses Stromkreises wird der innere Strom nicht mehr so gross ausfallen, wie wenn 2 gegen 3 Spulen geschaltet sind.

## 23. Die Stromstärke und der Wattverlust von Aequipotentialverbindungen.

Wir betrachten zunächst einen vierpoligen Anker mit gewöhnlicher Schleifenwicklung (Fig. 64) und nehmen an, derselbe sei unsymmetrisch im Felde gelagert. In den vier Ankerstromzweigen werden daher verschiedene EMKe. inducirt, aber die algebraische Summe derselben ist stets gleich Null, weil die Wicklung symmetrisch und der in die Armatur eintretende Kraftfluss gleich dem austretenden ist.

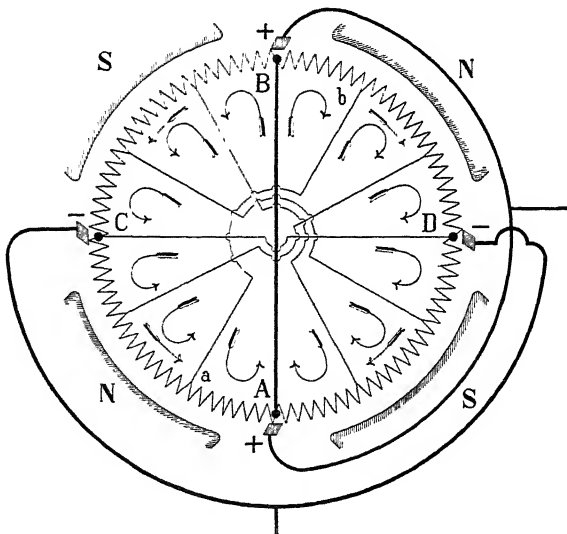


Fig. 64.

Nimmt man den Mittelwerth der absoluten Summe der vier EMKe, so ist derselbe gleich der EMK, die bei symmetrischer Lage des Ankers in jedem Zweige inducirt wird. Subtrahiren wir nun die Mittelwerthe von den einzelnen EMKen, so bleiben als



Differenz vier EMKe ( $e$ ) übrig, von denen sich zwei in einer Armaturhälfte addiren, während sich die Mittelwerthe aufheben und daher hier nicht weiter in Betracht kommen.

Zunächst wollen wir voraussetzen, die Differenz-EMKe. seien gleichmässig über die Ankerwicklung vertheilt, und sie sollen die Richtung  $BDA$  und  $BCA$  haben, was dem Falle entspricht, in welchem in den unteren Zweigen grössere EMKe. inducirt werden als in den oberen. Diese Differenz-EMKe ( $e$ ) erzeugen Ströme, die, so lange keine Aequipotentialverbindungen vorhanden sind, ihren Weg nur über die positiven Bürsten durch die äussere Verbindung derselben nehmen und zu Funkenbildung Veranlassung geben können.

Heben wir die Bürsten ab und verbinden die Punkte  $A$  und  $B$  durch einen dicken, fast widerstandslosen Draht, so wird in demselben ein so grosser Ausgleichstrom fliessen, dass in jedem Ankerstromzweig der Spannungsabfall  $JR$  gleich  $e$  ist.

Da die Armatur rotirt, müssen viele solcher Querverbindungen  $AB$  angebracht werden, damit der Ausgleichstrom stetig fliessen kann, trotzdem wird, wenn der Widerstand jeder Verbindung als Null angesehen werden darf, nur in der unter den Bürsten liegenden Verbindung  $AB$  ein Strom fliessen, weil, wie aus der Fig. 64 ersichtlich, die von benachbarten Wicklungselementen erzeugten Ströme in den übrigen Verbindungen sich gegenseitig aufheben.

In diesem Falle ist der durch die Ausgleichströme erzeugte Verlust ein Maximum und gleich  $\frac{4e^2}{R}$ , wenn  $R$  den Widerstand eines Ankerstromzweiges bedeutet. Der Ausgleichstrom einer Ankerhälfte ist gleich  $\frac{e}{R}$ .

Erhöht man den Widerstand der Querverbindungen, so wird die Potentialdifferenz zwischen  $A$  und  $B$  nicht mehr gleich Null sein, und man erhält deswegen Ströme in allen Querverbindungen; doch ist jetzt der totale Wattverlust im Armaturkupfer kleiner; denn die inducirten EMKe. sind dieselben geblieben und die Widerstände grösser geworden.

Legt man aber die Bürsten wieder auf, so bekommt man wegen der Potentialdifferenz zwischen  $A$  und  $B$  auch einen Ausgleich durch die Bürsten und deren äussere Verbindung. Hieraus folgt, dass je grösser der Widerstand der Querverbindungen ist, desto kleiner sind die inneren Verluste des Armaturkupfers; aber dafür der Ausgleich um so schlechter.

Bis jetzt ist die Rückwirkung der Ausgleichströme auf das Erregerfeld vernachlässigt worden, was nicht korrekt ist.

Die Rückwirkung ist eine solche, dass die schwächeren Felder verstärkt und die stärkeren geschwächt werden, sie kann sehr bedeutend werden und aus dem Grunde ist eine Schleifenwicklung mehr oder weniger selbstregulirend in Bezug auf eine gleichmässige Vertheilung des Stromes auf die verschiedenen Stromzweige. Diese Selbstregulirung wird durch die Aequipotentialverbindungen begünstigt.

Die Berechnung der Grösse des durch die Ausgleichströme verursachten Wattverlustes wäre sehr schwierig; derselbe hängt nicht allein ab von der Grösse der Differenz der EMKe, der Rückwirkung der Ströme, dem Widerstand der Ankerwicklung und der Aequipotentialverbindungen, sondern auch von dem Uebergangswiderstande vom Kollektor zu den Bürsten.

Nach neueren Versuchen setzt sich dieser Uebergangswiderstand zusammen aus einem Gliede umgekehrt proportional der Stromdichte und aus einem konstanten Gliede, d. h. die Spannungsdifferenz zwischen einer Bürste und dem Kollektor besteht aus einem konstanten Gliede und einem proportional der Stromstärke. Da der Ausgleichstrom unter der einen Bürste im Sinne des totalen Stromes und unter den anderen im entgegengesetzten Sinne verläuft, so heben sich für diesen Ausgleichstromkreis die Glieder der Spannungsdifferenzen unter den Bürsten, die vom Strome abhängen, auf, so dass nur der konstante Theil des Uebergangswiderstandes auf den Ausgleichstrom Einfluss haben kann, und da dieser sehr klein ist, so wird der Ausgleichstrom hauptsächlich von der Differenz der EMKe, der Rückwirkung und dem Widerstande der Armaturwicklung abhängen. Ferner sieht man, dass die Widerstände der Aequipotentialverbindungen nicht grösser gewählt werden dürfen als der konstante Theil der Bürstenübergangswiderstände, damit diese Verbindungen genügend zur Wirkung kommen können.

Die Aequipotentialverbindungen einer Schleifenwicklung haben also folgende Wirkungen:

1. Die von Unsymmetrien im Erregerfelde herrührenden Ausgleichströme, die früher durch die Bürsten und ihre äussere Verbindung ihren Weg nahmen, gehen jetzt hauptsächlich durch die Aequipotentialverbindungen.

2. Bieten die Aequipotentialverbindungen den Ausgleichströmen mehrere Wege mit geringem Widerstand; dadurch werden diese Ströme verstärkt und die ausgleichenden Rückwirkungen auf die ungleichen Magnetfelder vergrössert. Der einseitige, magnetische Zug auf den Anker wird verringert und der Anker ist besser ausbalancirt.

3. Da die Ausgleichströme die Felder auszugleichen suchen, so werden die Spannungsdifferenzen im Anker kleiner; folglich werden auch die Ausgleichströme nicht den grossen Werth annehmen, der sich aus der ursprünglichen Differenz der EMK. ergeben würde. Daraus folgt weiter, dass der Wattverlust in der Ankerwicklung durch die Aequipotentialverbindungen nur wenig erhöht werden wird.

4. Werden wir später sehen, dass die Verbindungen auch eine ausgleichende Wirkung auf den Verlauf der Kommutierungsströme unter den gleichnamigen Bürsten haben.

Wir wollen nun annehmen, die Differenzen der EMK seien nicht mehr gleichmässig über die Ankerstromzweige vertheilt, sondern nach dem Sinusgesetz, was auch der Wirklichkeit eher entspricht. Das Schema von Fig. 64 lässt sich auf dasjenige von

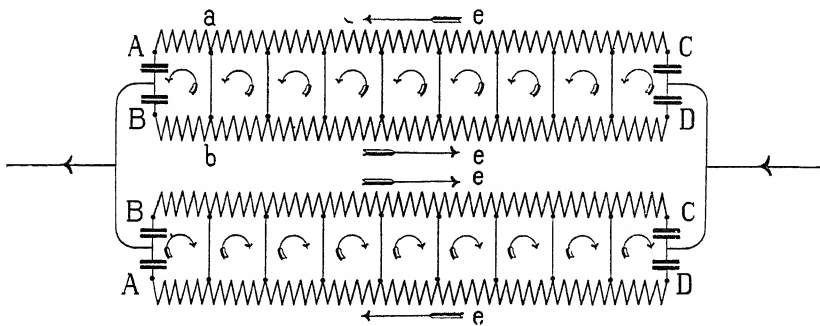


Fig. 65.

Fig. 62 bringen, welches bezüglich der Richtung der Ausgleichströme übersichtlicher ist. In der Fig. 65 bedeutet  $\equiv$  die Bürsten. Die Ankerstromzweige  $AC$  und  $BD$  sind durch Querverbindungen verbunden und ebenso die Zweige  $BC$  und  $AD$ . In der Fig. 65 ist die Richtung der Differenz der EMK eingezeichnet. Vernachlässigt man die Widerstände in den Aequipotentialverbindungen und unter den Bürsten, so erhält man in der Armaturwicklung und in den Verbindungen eine Stromvertheilung, die dem Sinusgesetz folgt. Hier liegen die Verhältnisse also günstiger in Bezug auf Wattverlust und die Potentialdifferenzen zwischen gleichnamigen Bürsten als im ersten Falle.

Hat die Maschine sechs oder mehr Pole, so werden die Verhältnisse complicirter, aber die principielle Wirkungsweise der Aequipotentialverbindungen ist dieselbe wie bei der vierpoligen Maschine und deswegen hätte man die obigen Gesetze vorhin allgemein aussprechen dürfen.

Wünscht man die Verhältnisse einer mehrpoligen Maschine zu studiren, so zeichnet man am besten ähnliche Schemas, wie das in Fig. 66 dargestellte, auf, welches äquivalent ist mit der sechspoligen Schleifenwicklung der Fig. 94. Dieses Schema als ein räumliches Gebilde aufgefasst, lässt den Verlauf der Ausgleichströme leicht erkennen.

Man kann sich nun noch fragen, ob es zulässig ist, dass man statt alle Lamellen nur einen Theil derselben durch Aequipotentialverbindungen verbindet, z. B. jede dritte, vierte oder fünfte.

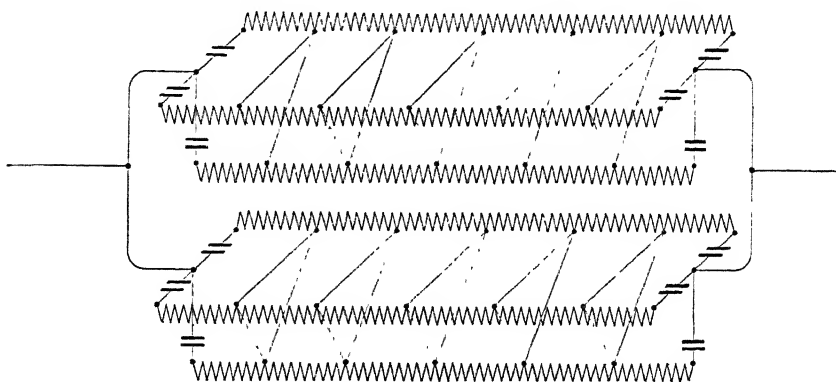


Fig. 66.

Diese Frage lässt sich durch Betrachtung der Fig. 64 beantworten; denn in dem Momente, wo keine Verbindung zwischen den Lamellen  $A$  und  $B$  unter den Bürsten existirt, und die nächstgelegene  $a-b$  ist, tritt zwischen den Lamellen  $A$  und  $B$  eine Spannungsdifferenz auf, die einen Strom durch die Bürsten und die äussere Verbindung derselben treibt; derselbe kann aber nicht gross werden, weil die Summe der Differenzen der EMK in den Stücken  $aA$  und  $bB$  klein ist, was auch noch der Fall sein wird, selbst wenn man nur jede fünfte Lamelle verbindet; denn in diesem Falle wirkt zwischen  $A$  und  $B$  nur die Differenz der EMK von fünf Spulen, die in der neutralen Zone liegen.

Wenden wir uns nun zu der Reihenparallelschaltung, so ist das charakteristische derselben, dass sie um die Armatur herum stetig fortschreitet, so dass die Spulenseiten eines Armaturstromzweiges gleichmässig auf alle Pole vertheilt werden; dadurch kann eine Unsymmetrie im Felde kaum Veranlassung zu inneren Strömen in der Ankerwicklung geben; dagegen treten aber zwischen den benachbarten Kollektorlamellen grössere Potentialdifferenzen auf als zu erwarten ist.

Ist die Wicklung symmetrisch, so können nur Ausgleichströme in den Querverbindungen herrührend von Unsymmetrien im Felde entstehen und diese sind schwierig rechnerisch zu verfolgen; die Ströme werden aber alle so fliessen, dass sie einen Ausgleich der Felder herbeizuführen suchen. Deswegen helfen die Aequipotentialverbindungen hier mit zur Verkleinerung der Spannungsdifferenz benachbarter Kollektorlamellen und zur besseren Ausbalancirung des Ankers im Felde. — Ist die Wicklung unsymmetrisch, so werden diese Spannungsdifferenzen zwischen den benachbarten Kollektorlamellen stärker auftreten, und sie können Veranlassung zu kleinen Funken zwischen den benachbarten Lamellen längs des ganzen Kollektorumfanges und zwar für jede Lamelle geben, wenn nicht Aequipotentialverbindungen angebracht werden.

Sind die Uebergangswiderstände einiger Bürsten zu gross, so vertheilt der Strom sich ungleich auf die gleichnamigen Bürsten, und um dem dadurch entstehenden Ausgleichstrom einen bequemen induktionsfreien Weg zu bieten, kann man auch die Aequipotentialverbindungen benutzen. Diese haben somit folgende Wirkungen:

1. Werden die Spannungsdifferenzen zwischen den benachbarten Kollektorlamellen ausgeglichen und gleichmässiger am Kollektorumfange vertheilt.
2. Werden die ungleichen Feldstärken ausgeglichen und der Anker dadurch besser ausbalancirt.
3. Im Falle ungleicher Uebergangswiderstände unter den gleichnamigen Bürsten kann der auftretende Ausgleichstrom seinen Weg auch durch die induktionsfreie Aequipotentialverbindung nehmen.
4. Wird ein günstiger Verlauf der Kurzschlussstromkurve gesichert, was später gezeigt werden soll.

a) Berechnung des durch unsymmetrische Gegenschaltung entstehenden Ausgleichstromes.

Wenn wir eine unsymmetrische Wicklung haben und diese mit Aequipotentialverbindungen versehen, so liegen die gegeneinander geschalteten Spulen nicht genau in demselben Felde, und es können deswegen innere Ströme entstehen, deren Grösse wir jetzt bestimmen wollen. Wir zeichnen zu diesem Zwecke das reducirte Schema (Fig. 67). Setzen wir in demselben, wie es in der Wechselstromtechnik üblich ist, eine doppelte Poltheilung  $= 360^\circ$ , so werden wegen der Unsymmetrie der Wicklung nicht Punkte, die genau um eine doppelte Poltheilung oder  $360^\circ$ , sondern solche, die um  $360^\circ \pm \alpha$  aus einander liegen, durch Aequipotentialverbindungen verbunden sein. Wir nehmen

an, das Feld sei sinusförmig; dann wird das Feld im reducirten Schema auch sinusförmig sein; infolgedessen erhalten wir Fig. 68,

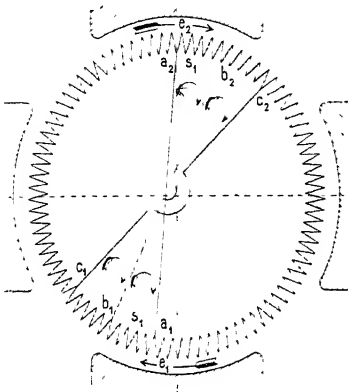


Fig. 67.

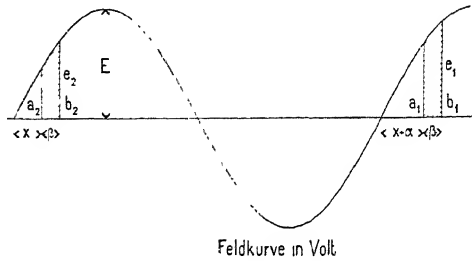


Fig. 68.

in welcher die schraffirten Flächen die inducirten EMKe der gegen einander geschalteten Spulen  $s_1$  und  $s_2$  darstellen, und welche bezüglich der Feldkurve um den Winkel  $\alpha$  gegen einander verschoben sind.

Die Differenz dieser beiden Flächen ist nun

$$\begin{aligned} e_1 - e_2 &= E [\cos(x + \alpha) - \cos(x + \alpha + \beta)] - E [\cos x - \cos(x + \beta)] \\ &= 4 E \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2} \cos \left( x + \frac{\alpha}{2} + \frac{\beta}{2} \right) \\ &= \Delta E \cos \left( x + \frac{\alpha}{2} + \frac{\beta}{2} \right) \end{aligned}$$

Die inducirte EMK liefert somit als Ausgleichstrom einen Wechselstrom, dessen Amplitude  $\Delta E = 4 E \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2}$ ; der Effektivwerth derselben ist

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{E} &= \frac{\Delta E}{\sqrt{2}} = \frac{4}{\sqrt{2}} \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2} \frac{E_g}{2} \\ \Delta \mathcal{E} &= 1,41 \sin \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\beta}{2} E_g, \quad . \quad . \quad (24) \end{aligned}$$

denn die EMK des Gleichstromes ist  $E_g = 2 E$ , d. h. gleich dem Flächeninhalt der Feldkurve zwischen 0 und  $180^\circ$

$$\int_{x=0^\circ}^{x=180^\circ} E \sin(x) dx.$$

Bezeichnen wir die Kollektortheilung mit  $\gamma$ , gemessen in Grad, so ist  $\beta = \gamma$  oder gleich einem ganzen Vielfachen von  $\gamma$ , je nachdem wir jede Kollektorlamelle mit einer Acquipotentialverbindung versehen oder nur jede zweite, dritte u. s. w.

$$\gamma = \frac{360^\circ}{K} \cdot a$$

und  $a$  in Grad ausgedrückt, ergibt

$$\alpha = \left(1 - \frac{a}{p} x\right) \gamma.$$

Bei Nutenankern mit mehreren Stäben pro Nut können die Spulen der einzelnen Ankerstromzweige leicht verschieden im Felde verschoben sein, woraus folgt, dass für einige Verbindungen  $\alpha$  grösser und für andere wieder etwas kleiner ausfällt, als nach dieser Formel, die für eine glatte Armatur abgeleitet ist.

Beispiel:

$$E_g = 230 \text{ Volt.}$$

$$K = 400; a = 3; p = 13; n = 120; c = \frac{p \cdot n}{60} = 26.$$

$$\gamma = \frac{360^\circ}{400} \cdot a = 2,7^\circ.$$

Da nur eine Querverbindung für jede vierte Lamelle angebracht wird, erhält man

$$\beta = 4 \cdot 2,7^\circ = 10,8^\circ$$

und ferner wird, indem  $\frac{p}{a} = 4,33$ ,

$$1 - \frac{ax}{p} = \begin{cases} \frac{1}{13} & \text{für } x = 4, \\ -\frac{2}{13} & \text{" } x = 5. \end{cases}$$

Also

$$\alpha = \frac{2}{13} \cdot 2,7^\circ = 0,416^\circ.$$

Hieraus folgt

$$\mathcal{A}\mathcal{E} = 1,41 \sin 0,2^\circ \cdot \sin 5,4^\circ \cdot 230 \text{ Volt} = 0,111 \text{ Volt.}$$

Diese effektive EMK  $\mathcal{A}\mathcal{E}$  erzeugt einen Wechselstrom in dem betrachteten Stromkreis, und der Effektivwerth des Stromes ist gleich  $\mathcal{A}\mathcal{E}$  getheilt durch die Impedanz des Stromkreises. Der Widerstand ist  $6 \cdot 10^{-3} \Omega$  und die Reaktanz ist  $2\pi c L = 2\pi \cdot 26 \cdot L$ ; man kann annehmen, dass jede Ampèrewindung eines Stabes

einen Kraftfluss von 12 Linien pro cm Länge der Armatur erzeugt, also

$$2 \pi c L = 2 \pi \cdot 26 \cdot \frac{12 \cdot 22}{10^8} \cdot 16 = 7 \times 10^{-3} \Omega.$$

Also wird die Impedanz des Stromkreises ca.  $1 \cdot 10^{-2}$  Ohm.

Der Effektivwerth des Wechselstromes wird in diesem Falle = 11 Ampère.

In den Ausgleichverbindungen werden diese Ströme aber nicht fließen, weil z. B. in der Verbindung  $b_1 b_2$  zwei Ströme fließen, die sich beinahe aufheben; aus diesem Grunde dürfen bei einer unsymmetrischen Wicklung Aequipotentialverbindungen ausgeführt werden, ohne dieselbe oder die Verbindungen zu gefährden.

b) Berechnung des durch eine überzählige Spule verursachten Ausgleichstromes.

Wie früher schon erwähnt, giebt es bei den unsymmetrischen Wellenwicklungen, die mit Aequipotentialverbindungen versehen sind, stets eine Stelle wo ungleich viel Spulen gegen einander geschaltet sind und die infolgedessen einen innern Strom erzeugen. Derselbe lagert sich über den Nutzstrom, so dass sich dieser Theil der Wicklung unter Umständen unzulässig erwärmt und somit die Wicklung in Gefahr bringt. Es ist deshalb nothwendig, diesen schädlichen Strom, den wir mit  $J_s$  bezeichnen, vorher zu berechnen. Ist  $E_s$  die effektive inducirte Spannung einer Spule,  $R$  der Widerstand und  $L$  der Selbstinduktionskoeffizient sammtlicher in diesem Stromkreis sich befindlichen Spulen so ist

$$J_s = \frac{E_s}{\sqrt{R^2 + \left(\pi \frac{p n}{30} L\right)^2}}.$$

Fällt  $J_s$  zu gross aus, so müssen wir an dieser Stelle so viele benachbarte Aequipotentialverbindungen weglassen (was eine Vergrösserung von  $R$  und  $L$  bewirkt), bis  $J_s$  keinen gefährlichen Werth mehr annehmen kann.

Anwendung der Aequipotentialverbindungen. Die Erfahrung zeigt, dass es sehr schwierig, jedenfalls aber unsicher ist, vielpolige Maschinen so zu bauen, dass sie magnetisch und elektrisch vollkommen symmetrisch sind. Es kann vorkommen, dass dasselbe Modell in einer Ausführung gut und in einer andern mit Funkenbildung und übermässiger Erwärmung arbeitet. Gestanzte Blechpole fördern die magnetische Symmetrie erheblich.



Die Wellenwicklungen sind gegen die magnetischen Unsymmetrien viel weniger empfindlich als die Spiral- und Schleifenwicklungen, doch macht man namentlich bei unsymmetrischen vielpoligen Wellenwicklungen häufig die Beobachtung, dass sie leicht zu Funkenbildung neigen oder sogar einen guten Betrieb unmöglich machen.

Die Anwendung von Aequipotentialverbindungen ist daher für vielpolige Maschinen unbedingt zu empfehlen, sowohl für Schleifen- wie für Wellenwicklungen.

Die E.A.G. von Lahmeyer & Co. macht bei allen grösseren Maschinen, insbesondere bei den Schwungrad-Dynamos, von den Aequipotentialverbindungen mit ausgezeichnetem Erfolge Gebrauch.

Dabei ist es nicht nöthig, dass alle Lamellen solche Verbindungen erhalten, man kann 3, 4, 5 bis 6 und mehr Lamellen überspringen, ohne die vorzügliche Wirkung der Aequipotentialverbindung zu beeinträchtigen.

Dieselben können im Innern des Kollektors, hinter dem Kollektor, auf der vordern oder hintern Seite des Ankers oder auch am Ankerumfang angebracht werden. Im letzteren Falle kann man die Drahtbänder als Aequipotentialverbinder benutzen.

Die Aequipotentialverbindungen für Wellenwicklungen sind im Deutschen Reich unter Nr. 126872 und in anderen Ländern patentirt worden.

## Sechstes Kapitel.

24 Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Spiralwicklungen. — 25. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Schleifwicklungen. — 26. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und Kollektorlamellen bei Wellenwicklungen — 27. Beeinflussung der maximalen Potentialdifferenz benachbarter Kollektorlamellen durch die Verschiebung oder das Weglassen einer oder mehrerer Bürsten.

### 24. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Spiralwicklungen.

Wenn  $w$  die Windungszahl,  $u$  die inducirten Seiten einer Spule und  $v$  die Umfangsgeschwindigkeit des Ankers in Meter ist, so bekommen wir für die in der Spule inducirte EMK  $e_{max}$ .

$$e_{max.} = u w l B_{l_{max}} v 10^{-6} \text{ Volt}$$

für die üblichen Ringwicklungen ist  $u = 1$  und die üblichen Trommelwicklungen  $u = 2$ .

Die mittlere Spannung pro Spule dagegen erhalten wir, indem wir die Klemmenspannung  $E$  durch die Spulenzahl eines Ankerstromzweiges  $\frac{S}{2u} = \frac{K}{2u}$  dividieren.

$$e_{mitt.} = \frac{2 a E}{K}$$

Bei Leerlauf ist

$$e_{max.} = \text{ca. } 1,5 e_{mitt.}$$

und für Vollast wird

$$e_{max.} = \text{ca. } 1,33 e_{mitt.}$$

so dass für  $e_{max.} = 1,5 e_{mitt.}$  auch geschrieben werden kann

$$e_{max} = \frac{3 a E}{K}$$

Es wird nun die Potentialdifferenz

## a) bei Spiralwicklungen mit einfacher Parallelschaltung

Gehen wir vom Anfange einer Spule aus, so gelangen wir erst in die Nähe einer folgenden Spule, wenn die erste ganz durchlaufen ist.

Die maximale Spannung zwischen zwei benachbarten Spulen  $E_{ds}$  wird daher

$$E_{ds} = \frac{3 a E}{K} = \frac{3 p E}{K}$$

und die maximale Spannung zwischen benachbarten Kollektorlamellen  $E_{dk}$  ist

$$E_{dk} = \frac{3 p E}{K}.$$

## b) bei Spiralwicklungen mit mehrfacher Parallelschaltung.

Hier liegen die Verhältnisse nicht mehr so einfach, weil die Spulen desselben Ankerstromzweiges nicht neben einander liegen, sondern zwischen je zwei auf einander folgende Spulen sind ( $m - 1$ ) Spulen dazwischen geschoben, von denen jede wieder einem andern Ankerstromzweige angehört. Dasselbe gilt auch für die Kollektorlamellen. Die Spannungsdifferenz von zwei im Schema auf einander folgenden Lamellen wird sich infolgedessen auf die dazwischen liegenden Lamellen vertheilen.

Wir wollen nun von einem einfachen Beispiele, wo  $K = 32$ ,  $p = 1$ ,  $m = 2$  ist, die Potentialdifferenzen untersuchen. Zu diesem Zwecke denken wir uns die Magnetfelder durch die sogenannten Feldintensitätskurven dargestellt, die experimentell ermittelt werden können durch die Messung der in einer Spule inducirten EMK, während sich dieselbe mit gleichmässiger Geschwindigkeit unter den Polen bewegt. Da die in einer Spule inducirte EMK direkt proportional der Intensität des magnetischen Feldes ist, so giebt uns diese Kurve ein genaues Bild der Feldvertheilung unter den Polen und heisst deshalb Poldiagramm oder besser Feldkurve.

Der Einfachheit halber lassen wir die Wicklung weg und zeichnen nur den Kollektor auf, den wir uns mit den Feldkurven abgerollt denken (s. Fig. 69). Dieses Diagramm ist bei einer normalen achtpoligen Dynamo bei Belastung aufgenommen worden.

Da  $m = 2$  ist, so werden, wenn wir mit der Lamelle 1 beginnen und die Wicklung durchlaufen, die Lamellen 3, 5, 7 . . . berührt; dazwischen liegen die Lamellen 2, 4, 6 . . . , die einem andern Ankerstromzweige angehören. Jeder Lamelle entspricht

eine bestimmte inducirte EMK, oder eine bestimmte Ordinate der Feldkurve.

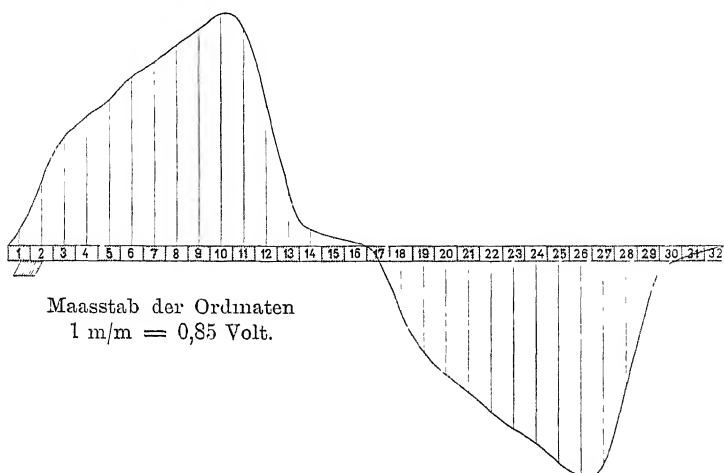


Fig. 69. Feldkurve.

Wir wollen nun annehmen, die eine Bürste liege auf den Lamellen 1 und 2 auf; dann haben diese beiden Lamellen dasselbe

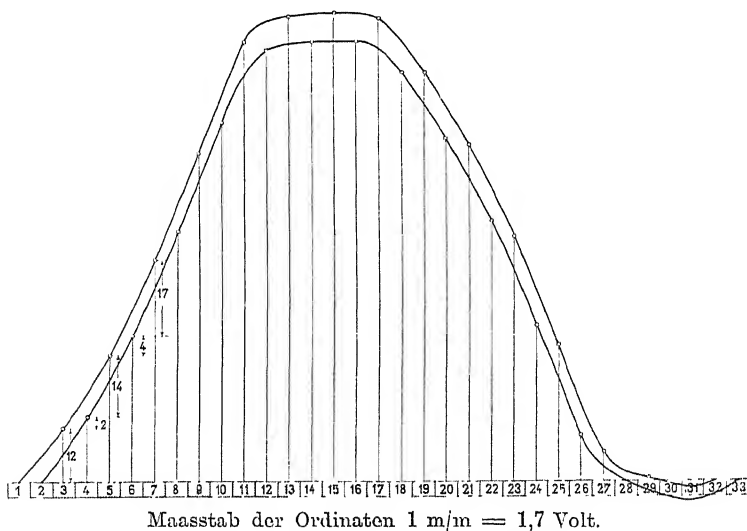


Fig. 70. Potentialkurve zu Fig. 66.

Potential, z. B. Null. Wenn wir nun von hier ausgehend den einen Ankerstromzweig durchlaufen, so addiren sich die Spannungen der

auf einander folgenden Spulen (bez. Lamellen in Fig. 69). Auf diese Weise erhalten wir eine neue Kurve, die sog. Potentialkurve der Wicklung oder des Kollektors, welche ihr Maximum erreicht, wenn die Ordinaten der Feldkurve ihr Vorzeichen umkehren (s. Fig. 70). Die Potentialkurve ist einfach eine Summationskurve der Feldkurve und wird deswegen auch oft Summationsdiagramm genannt. Diese Kurve zeigt wie das Potential in einem Ankerstromzweige ansteigt resp. abfällt. Aus derselben ersieht man auch, dass man dann die grösste Spannung zwischen der + und — Bürste erhält, wenn dieselben in der neutralen Zone, d. h. da, wo die Feldkurve durch Null hindurchgeht, aufliegen. Gehen wir nun einmal von der Lamelle 1 und nachher von der Lamelle 2 aus, und bilden für die zwei Ankerstromzweige die Potentialkurven, so erhalten wir zwei von einander etwas abweichende Kurven. Aus denselben können wir ohne weiteres das Potential jeder Lamelle bezüglich der Bürste A und daher auch die Potentialdifferenzen benachbarter Lamellen ablesen.

Wir erhalten für unser Beispiel folgende Werthe:

Zwischen den Lamellen	Potential- Differenz	Zwischen den Lamellen	Potential- Differenz
1 und 2	0	17 und 18	12
2 „ 3	12	18 „ 19	0
3 „ 4	2	19 „ 20	15
4 „ 5	14	20 „ 21	2
5 „ 6	4	21 „ 22	17
6 „ 7	17	22 „ 23	3
7 „ 8	6	23 „ 24	20
8 „ 9	17	24 „ 25	14
9 „ 10	7	25 „ 26	20
10 „ 11	18	26 „ 27	4
11 „ 12	2	27 „ 28	7
12 „ 13	8	28 „ 29	1
13 „ 14	6	29 „ 30	4
14 „ 15	7	30 „ 31	2
15 „ 16	6	31 „ 32	1
16 „ 17	5	32 „ 1	3

Aus dieser Tabelle ist sehr deutlich ersichtlich, dass die Potentialdifferenz zweier in demselben Stromzweig auf einander folgenden Lamellen sich nicht gleichmässig auf die dazwischen liegenden vertheilt.

Es folgen abwechselungsweise grosse und kleine Werthe auf einander. In Wirklichkeit werden die Potentialdifferenzen kleiner sein; denn auf den Lamellen 17 und 18 liegt die andere Bürste auf;

folglich haben 17 und 18 dasselbe Potential, und die Spannung, die sich einstellen würde, wenn daselbst keine Bürste wäre, erzeugt einen durch die beiden Ankerstromzweige und Bürsten verlaufenden Ausgleichstrom, der die Potentialdifferenzen zwischen den andern Lamellen verkleinert.

Dieser Ausgleich wird noch besser, wenn wir die Wicklung mit Aequipotentialverbindungen versehen oder an wenigen Stellen je zwei benachbarte Lamellen verbinden.

Betrachten wir nun an Hand der Fig. 71 den Fall ganz allgemein, so haben die unter den Bürsten liegenden Lamellen 1

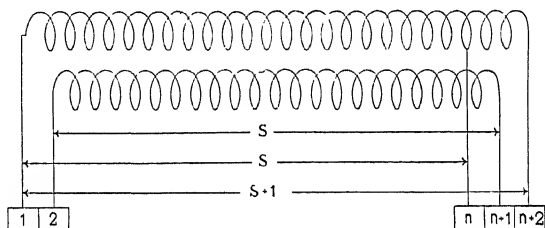


Fig. 71.

und 2 dasselbe Potential, und die nachfolgenden Spulen der einzelnen Ankerstromzweige werden infolge der ungleichen Lage im magnetischen Felde verschieden inducirt. Wenn wir die Potentialdifferenz von benachbarten Spulen bestimmen, so haben wir einmal in beiden Ankerstromzweigen gleich viel Spulen, z. B.  $S$ , bei der folgenden Lamelle besitzt der eine Ankerstromzweig noch  $S$ , der andere aber  $S+1$  Spulen. Im ersten Falle ist die Potentialdifferenz zweier benachbarter Lamellen klein, da dieselbe nur durch die Unterschiede der verschieden inducirten Spulen gebildet wird; im zweiten Falle dagegen kommt noch die Spannung einer Spule hinzu, was die grosse Differenz verursacht.

Ist die Wicklung  $m$  fach parallel, so bekommen wir  $m$  Potentialkurven. Die Bürste  $A$  muss  $m$  Lamellen überdecken, damit kein Ankerstromkreis unterbrochen ist. Diese  $m$  Lamellen haben dasselbe Potential. Zwischen der  $m$ ten und  $(m+1)$ ten Lamelle tritt periodisch eine grosse Spannung auf, weil zwischen der  $m$ ten und  $(m+1)$ ten Lamelle eine inducirte Spule liegt. Die Spannungsunterschiede der nun folgenden Lamellen sind bis zur  $(2m)$ ten Lamelle erheblich kleiner, weil dieselben nicht mehr gleich der inducirten Spannung einer Spule, sondern gleich dem Unterschied zweier verschieden inducirter Spulen ist. Zwischen der  $(2m)$ ten und  $(2m+1)$ ten Lamelle haben wir die inducirte EMK. von einer Spule des einen Ankerstromkreises und zweier Spulen des benach-

barten, also wieder fast die Spannung einer Spule. Bis zur  $(3m)$ ten Lamelle haben wir wieder gleich viel Spulen in jedem Ankerstromzweige.

Hieraus ersieht man, dass zwischen jeder  $m$ ten Lamelle und der folgenden eine grosse Potentialdifferenz eintritt, währenddem wir zwischen den anderen Lamellen erheblich kleinere Spannungen haben. Wenn wir diese Werthe auftragen würden, bekämen wir eine periodische Kurve, deren Periodenlänge  $m$  Kollektorlamellen gleichkommt. Ueberschreiten diese maximalen Potentialdifferenzen einen bestimmten Werth, so wird nach jeder  $m$ ten Lamelle ein kleiner Funken auftreten.

Diese maximalen Spannungsschwankungen sind abhängig von der Lage der Bürsten. Je weiter dieselben ins Feld verschoben sind, desto grösser sind die maximalen Spannungsschwankungen. Wenn wir die Bürste um zwei Lamellen verschieben (s. Fig. 69), so haben die Lamellen 3 und 4 das Potential Null. Die Nulllinie der einen Potentialkurve geht durch 3, diejenige der anderen durch 4. Die maximalen Potentialdifferenzen werden um die Differenz der beiden Nulllinien erhöht, währenddem die anderen um diesen Betrag verkleinert werden. Je weiter wir mit der Bürste  $A$  ins Feld hineinrücken, desto grösser wird der Abstand der beiden Nulllinien, und mit denselben auch die maximalen Potentialdifferenzen.

Bei Nutenankern mit mehreren und zwar  $m$  oder  $\frac{m}{2}$  u. s. w. Spulenseiten in derselben Nute kann man immer zwei benachbarte Stromzweige herausgreifen, von denen entsprechende Spulen in derselben Nut liegen und somit gleich inducirt werden; zwischen den neben einander liegenden Lamellen zweier solcher Stromkreise hat man deswegen die volle Spannung einer Spule. Dagegen ist die Potentialdifferenz zwischen den übrigen  $m - 1$  Lamellen Null. Aus diesen Betrachtungen ergibt sich nun folgendes:

Bei der mehrfachen Parallelschaltung vertheilt sich die Spannung, die in einer Spule inducirt wird, nicht gleichmässig auf die dazwischen liegenden Lamellen, sondern nach jeder  $m$ ten Lamelle tritt eine maximale Potentialdifferenz auf, die ganz erheblich von derjenigen der anderen Lamellen abweicht. Dieselbe ist kleiner oder höchstens gleich der an den Enden einer Spule maximal auftretenden Spannung  $e_{max}$ .

Es ist somit

$$E_{dk} < \frac{3mp}{K} E = \frac{3 \cdot a \cdot E}{K}.$$

Was wir für die Kollektorlamellen gefunden haben, gilt auch ohne weiteres für die Spulen

$$E_{ds} \leq \frac{3mpE}{K} = \frac{3 \cdot a \cdot E}{K}.$$

## 25. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Schleifenwicklungen.

Für die maximalen Potentialdifferenzen am Kollektor erhalten wir dieselben Werthe wie bei der Spiralwicklung, weil in beiden Fällen die auf einander folgenden Lamellen neben einander zu liegen kommen.

$$E_{dk} \leq \frac{3mpE}{K} = \frac{3 \cdot a \cdot E}{K}.$$

Die maximale Potentialdifferenz von benachbarten Spulenseiten kann gleich oder kleiner als die volle Klemmenspannung werden.

$$E_{ds} \leq E.$$

## 26. Die Potentialdifferenzen benachbarter Spulenseiten und benachbarter Kollektorlamellen bei Wellenwicklungen.

a) bei Wellenwicklungen mit Reihenschaltung.

Bei Wellenwicklung mit Reihenschaltung sind zwischen zwei Lamellen stets  $p$  Spulen in Serie geschaltet. Deshalb ist

$$E_{dk} = p \cdot e_{max}.$$

Da bei einer Wellenwicklung diejenigen Spulenseiten benachbart sind, die im reducirten Schema um eine Poltheilung aus einander liegen, so wird

$$E_{ds} = E.$$

b) bei Wellenwicklungen mit Reihenparallelschaltung.

Wie wir bei der mehrfachen Parallelschaltung ein periodisches Schwanken der Potentialdifferenzen benachbarter Lamellen festgestellt haben, so kann dasselbe auch bei der Wellenwicklung mit Reihenparallelschaltung nachgewiesen werden. Betrachten wir z. B.  $(a+1)$  auf einander folgende Kollektorlamellen (s. Fig. 72), so wissen wir, dass die  $a$  ersten Lamellen verschiedenen Ankerstromzweigen, während die erste und die  $(a+1)$ te Lamelle demselben Ankerstromzweig angehören, und dass man von der ersten Lamelle zu der



$(a+1)$ ten gelangt, wenn man der Wicklung einmal um die Armatur herum folgt.

Während dieses Umlaufes hat man  $p$  Spulen oder  $a \cdot p$  inducirte Leiter durchlaufen. Also ist die maximale Spannung, die zwischen der ersten und der  $(a+1)$ ten Lamelle auftreten kann, gleich  $p \cdot e_{max}$ . Zwischen beiden liegen  $(a-1)$  Lamellen, aber damit ist nicht

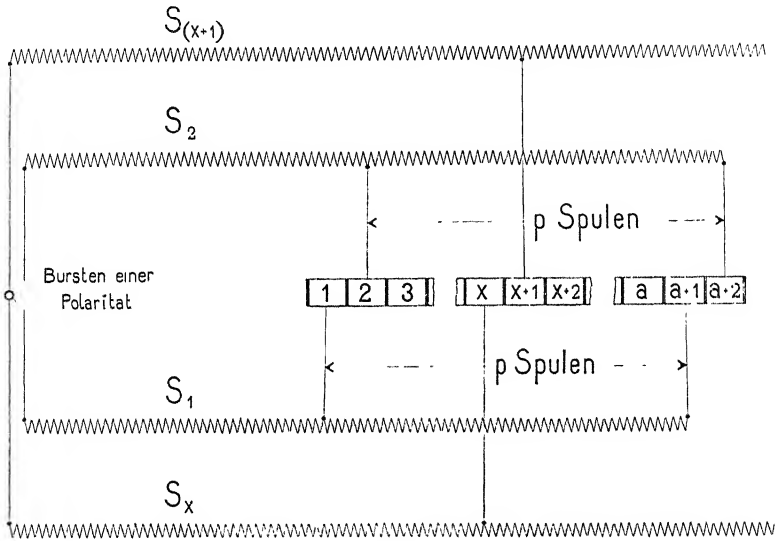


Fig. 72.

gesagt, dass die Spannung zwischen zwei benachbarten Lamellen gleich  $\frac{p}{a} \cdot e_{max}$  ist; sondern diese kann sowohl grösser als auch kleiner sein, ganz ebenso wie bei der mehrfachen Parallelschaltung.

Nehmen wir nämlich an, dass alle gleichnamigen Bürsten einer Polarität das Potential Null besitzen, so wissen wir, dass jede Lamelle ein Potential erhält, das gleich der EMK ist, welche in denjenigen Leitern inducirt wird, die zwischen den betrachteten Bürsten und der betreffenden Lamelle liegen.

Es bedeute  $S_1, S_2, \dots, S_x, \dots, S_a$  die Anzahl Spulen, die zwischen den Bürsten einer Polarität und der ersten, zweiten, ...,  $x$ ten, ...,  $a$ ten Lamelle liegen.  $S_1, S_2, \dots, S_x, \dots, S_a$  sind im allgemeinen nicht gleich gross; auch liegen die Spulen der einzelnen Ankerstromzweige nicht im gleichen Felde, so dass die in ihnen inducirten EMKe verschieden sind.

Wir haben nun die Differenz der inducirten EMKe in den

$S_x$ ten und der  $S_{x+1}$ ten Spule zu bestimmen, was genau nur mittels der Potentialkurven möglich ist.

Zuerst kann die Differenz der Anzahl der inducirten Spulen  $r = S_{x+1} - S_x$  berechnet werden; dieselbe muss eine ganze Zahl sein, und da

$$\sum_{x=1}^{x=a} (r) = \sum_{x=1}^{x=a} (S_{x+1} - S_x) = p$$

sein soll, so können alle Differenzen nicht einander gleich sein. Uns kommt es aber vorläufig nur darauf an, den maximalen Werth von  $S_{x+1} - S_x$  zu finden. — Zu dem Zwecke betrachten wir die Fig. 70. In dieser ist der Kollektor abgewickelt, und nur die den gleichnamigen Bürsten zunächst gelegenen Lamellen angegeben.

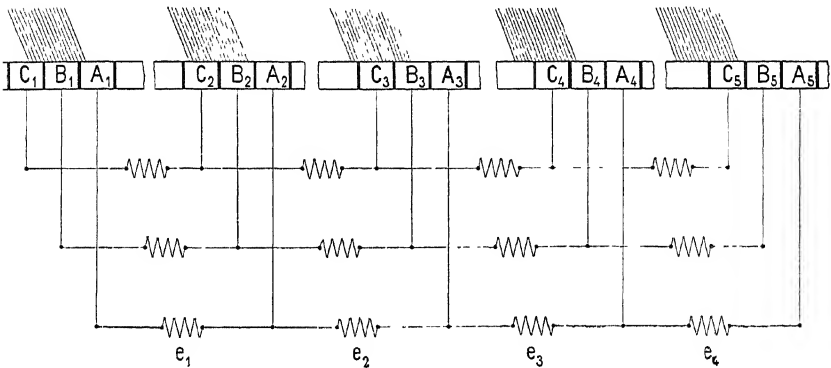


Fig. 73

Die gezeichneten Bürsten berühren in diesem Momente die Lamellen (B) und (C) und sind, mit Ausnahme der ersten, von den Lamellen (A) abgelassen; die Lamellen (A) gehören dem  $(x+1)$ ten, und die Lamellen B dem  $x$ ten Ankerstromzweig an.

Die Lamelle A<sub>2</sub> hat eben die Bürste verlassen und ein Potential angenommen, das gleich der in der Spule A<sub>1</sub>A<sub>2</sub> inducirten EMK  $e_1$  ist; zwar liegt die Spule in einem schwachen Felde. Die Lamelle A<sub>3</sub> besitzt das Potential  $e_1 + e_2$  u. s. w. Die Lamelle B<sub>2</sub> wird am meisten, B<sub>3</sub> und B<sub>4</sub> weniger und B<sub>5</sub> gar nicht mehr von der Bürste bedeckt, weil der Kollektorschritt  $\gamma_k$  von der doppelten Poltheilung  $\frac{K}{p}$  verschieden ist. Für jede Bürste oder doppelte Poltheilung, die man weitergeht, verschiebt sich die Bürstenspitze auf den Lamellen B um den Theil  $\frac{K}{p} - \gamma_k = \frac{a}{p}$  einer Lamelle, also muss man höchstens

$1 : \frac{a}{p} = \frac{p}{a}$  Poltheilungen durchschreiten, bis die Bürste, nachdem sie den  $(x+1)$ ten Stromzweig (Lamelle  $A_1$ ) verlassen hat, den  $x$ ten (Lamelle  $B_4$ ) verlässt. Also ist  $r = (S_{x+1} - S_x)$  höchstens gleich  $\frac{p}{a}$ . Für den Fall, dass  $\frac{p}{a}$  eine gebrochene Zahl ist, ist die nächst höhere ganze Zahl für  $\frac{p}{a}$  zu setzen; denn  $r = (S_{x+1} - S_x)$  muss eine ganze Zahl sein.

Man kann nun drei Fälle unterscheiden:

Fall I: Wenn die Wicklung mehrfach geschlossen, und der Anker mit  $2a$  Spulenseiten pro Nut ausgeführt ist, so kann man immer zwei benachbarte Ankerstromzweige finden, von welchen entsprechende Spulenseiten stets in derselben Nut liegen; die Differenz der inducirten EMKe der  $S_x$  Spulen des einen und der  $S_{x+1}$  Spulen des anderen Ankerstromzweiges wird dann einfach gleich  $r \cdot e_{max}$  und für solche mehrfach geschlossene Wicklungen ist die maximal mögliche Spannung, die zwischen zwei benachbarten Lamellen auftreten kann,

$$E_{ak} = \frac{p}{a} \cdot e_{max}.$$

Wenn  $\frac{p}{a}$  gebrochen ist, so muss für  $\frac{p}{a}$  die nächst höhere ganze Zahl gesetzt werden.

Fall II:  $\frac{p}{a}$  ist eine ganze Zahl, und die Wicklung ein- oder mehrfach geschlossen. In beiden Fällen ist die Wicklung symmetrisch, und alle sich entsprechenden Spulen der verschiedenen Ankerstromzweige liegen in demselben Felde; man erhält deswegen auch hier

$$E_{ak} = \frac{p}{a} \cdot e_{max}.$$

Fall III: Bei allen übrigen Reihenparallel-Wicklungen liegen die entsprechenden Spulen in verschiedenen Feldern; die Unterbringung der Drähte in Nuten hat zwar zur Folge, dass einzelne Spulen zweier benachbarter Ankerstromzweige in demselben Felde liegen, die anderen dagegen im Felde um so mehr verschoben sind. Mit Ausnahme der Fälle I und II können alle Wicklungen so behandelt werden, als ob sie sich auf einem glatten Anker befinden würden.

Wenn  $\frac{p}{a}$  keine ganze Zahl ist, so sind die einzelnen Ankerstromzweige bezüglich des Feldes verschoben, weil sich die Bürste um mehr als eine Lamelle nach links verschieben muss, damit sie den  $x$ ten Ankerstromzweig nicht mehr berührt. Die Grösse der Verschiebung ist gleich dem Betrage, um welchen die Bürste mehr als eine Kollektorlamelle geschlüpft ist. Bezeichnen wir diese Verschiebung mit  $\alpha$ , so ist, da die Verschiebung einer Spule  $= m = \frac{a}{p}$  Lamellenbreiten  $\beta$  beträgt

$$\alpha = r \frac{a}{p} \cdot \beta - \beta = \beta \left( r \frac{a}{p} - 1 \right)$$

wo  $r$  gleich der nächst grösseren ganzen Zahl von  $\frac{p}{a}$  zu setzen ist.

Diese Formel ist identisch mit derjenigen auf S. 67, welche die Verschiebung der gegen einander geschalteten Spulen im Felde angiebt, und welche gleich ist der Verschiebung der Ankerstromzweige, denen die Spulen angehören. Bei einer symmetrischen Wicklung, d. h. wenn  $\frac{p}{a}$  eine ganze Zahl ist, wird, wie wir auch früher gesehen,

$$\alpha = 0.$$

Um nun im Falle III die wirkliche Potentialdifferenz benachbarter Lamellen zu erhalten, bedienen wir uns der Feld- und Potentialkurven. Im Princip verfahren wir genau so wie bei der mehrfachen Parallelschaltung; nur sind die Ankerstromzweige nicht um eine ganze Lamelle, sondern um

$$\alpha = \left( r \frac{a}{p} - 1 \right) \beta$$

verschoben.

In Fig. 74 ist der Kollektor einer Wellenwicklung, für welche

$$K=95 \quad p=3 \quad a=2 \quad \text{und} \quad y_k=51$$

aufgezeichnet.

Die Nummerirung der Kollektorlamellen ist der Uebersichtlichkeit halber so gewählt, wie die Lamellen beim Durchlaufen der Wicklung oder im reducirten Schema auf einander folgen.

Da  $p=3$  und  $a=2$  ist, haben wir aber wechselnd zwischen zwei neben einander liegenden Lamellen einmal zwei und dann eine und hierauf wieder zwei Spulen, weil je nach  $a=2$  Lamellen die Summe der zwischen zwei benachbarten Lamellen liegenden Spulen gleich  $p=3$  sein muss. Die Verschiebung der zwei Ankerstromzweige im Felde ist

$$\alpha = \left(r \frac{p}{a} - 1\right) \beta = \left(2 \cdot \frac{2}{3} - 1\right) \beta = \frac{1}{3} \text{ Lamelle}$$

im wirklichen Schema. Der eine Ankerstromzweig beginnt mit Lamelle 93, der andere mit Lamelle 46.

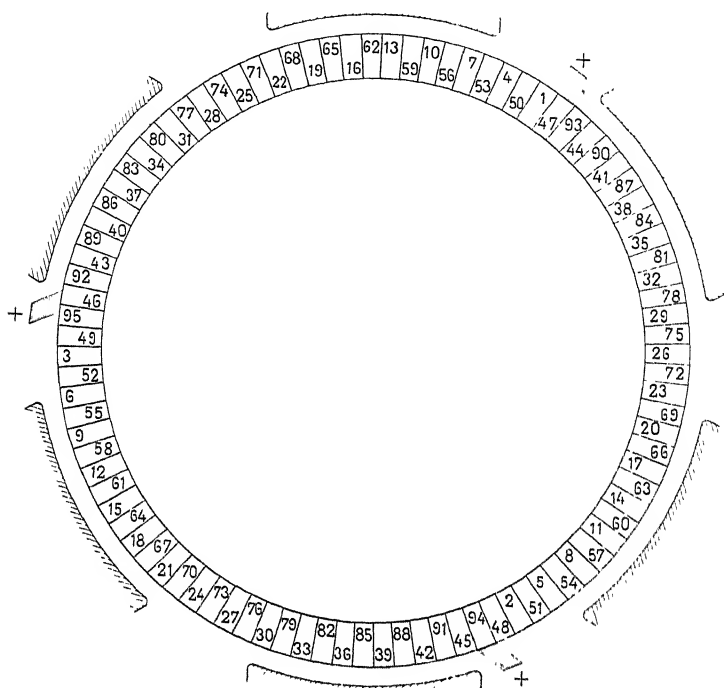


Fig. 74. Wellenwicklung mit  $a=2$ ,  $p=3$  und  $K=95$ .

In Fig. 75 und 76 sind die Feldkurve und die Potentialkurven für die zwei Ankerstromzweige aufgezeichnet. Die zwei ausgezogenen Ordinaten in der Feldkurve (Fig. 75) markieren die Lage der Lamellen 93 und 46 im Felde, d. h. die Stellen, wo die zwei Ankerstromzweige beginnen. In den Potentialkurven sind die Nummern der Lamellen an den Punkten eingeschrieben, wo die Potentiale der betreffenden Lamellen liegen. Aus den Potentialkurven können also die Potentialdifferenzen benachbarter Lamellen direkt entnommen werden. Trägt man diese Differenzen als Ordinaten in den Berührungsflächen der Lamellen längs des Kollektorumfanges auf, so erhält man eine zackige Kurve, die man die Kollektorkurve nennen kann. In Fig. 77 ist die Kollektorkurve für den halben Kollektor und den betrachteten Moment dargestellt.

Bei den einfachen Parallelschaltungen mit Schleifen- oder Spiralwicklung und bei den Wellenwicklungen, wo

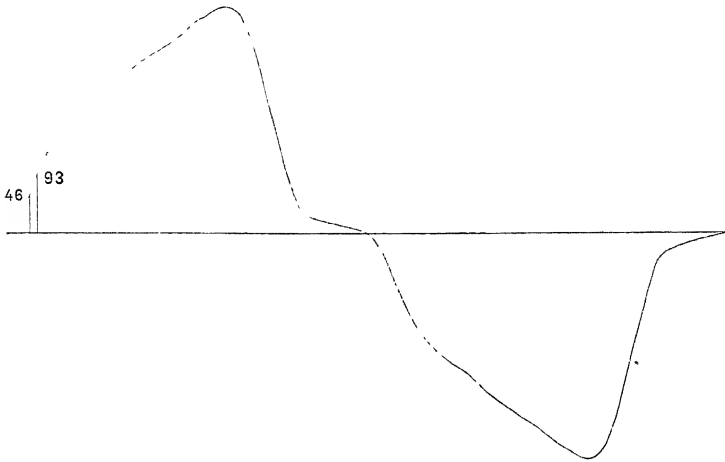


Fig. 75. Feldkurve zu Fig. 74.

$\frac{p}{a}$  eine ganze Zahl ist, fällt die Kollektorkurve mit der Feldkurve zusammen.

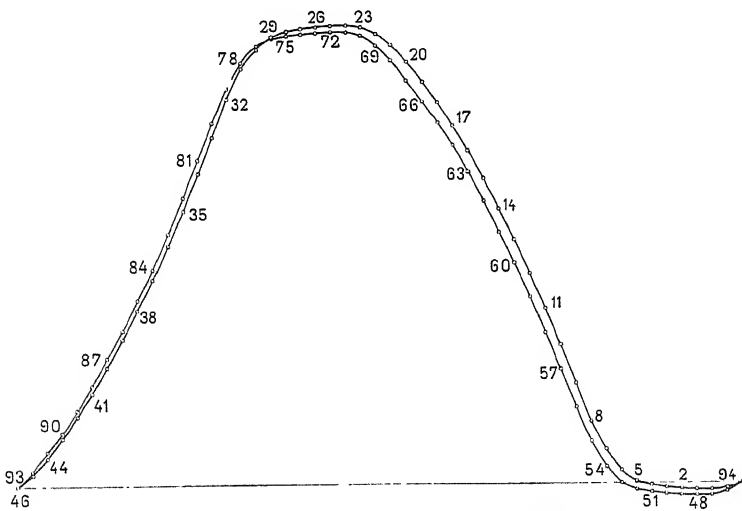


Fig. 76. Potentialkurve zu Fig. 75.

Es ist leicht einzusehen, dass die Potentialdifferenzen um so stärker variiren, je weiter die Bürsten im Felde verschoben sind.

Die Lage der Stellen im Raume, wo die grösste Potentialdifferenz zwischen benachbarten Lamellen auftritt, ist nur von der Bürstenstellung abhängig. Verschiebt man die Bürsten, so verschieben sich auch diese Stellen längs des Kollektorumfanges.

Da die Potentialkurven der verschiedenen Ankerstromzweige an den Stellen, wo die Bürsten der anderen Polarität aufliegen

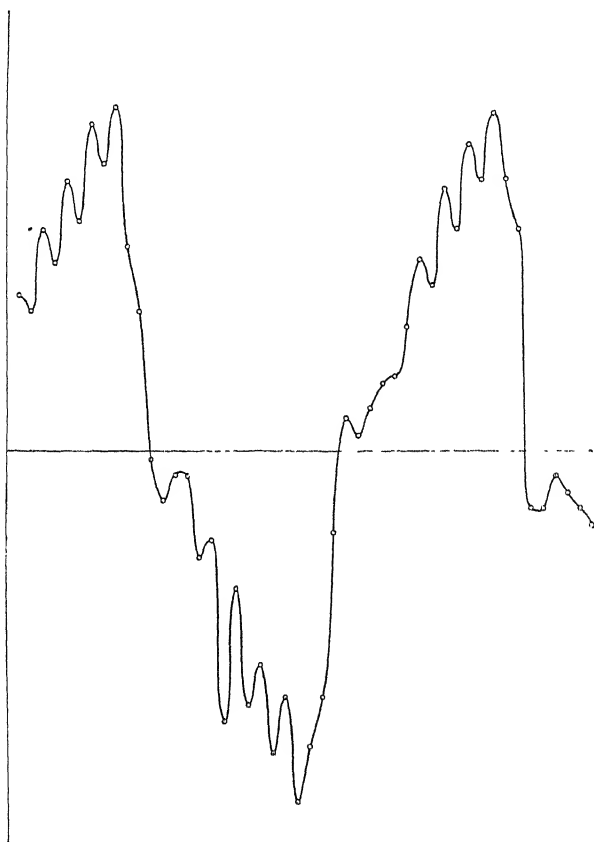


Fig. 77. Kollektorkurve der Wicklung Fig. 74.

(in der Nähe der Kulmination [Fig. 76]), nicht zusammenfallen, so tritt infolge dieser Potentialdifferenz ein Ausgleichstrom auf, der die maximalen Spannungen zwischen den benachbarten Kollektorlamellen vermindert. Dieser Ausgleich ist vollkommener, wenn wir die Wicklung mit Aequipotentialverbindungen versehen.

Hier und da bemerkt man bei Maschinen, die mit Reihen-

parallelschaltung ausgeführt sind und wo  $\frac{p}{a}$  eine gebrochene Zahl

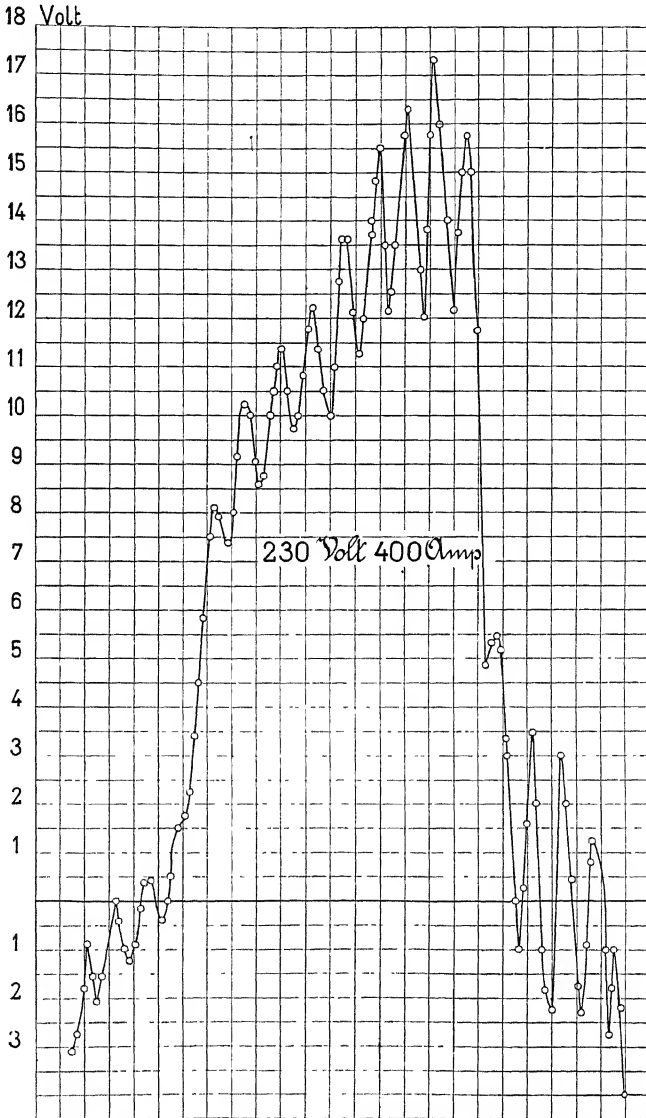


Fig. 78. Kollektorkurve einer 100 KW-Maschine mit  $p = 5$  und  $a = 2$ .

ist, dass nach jeder  $a$ ten Lamelle kleine Funken auftreten, die im Raume fest stehen. Dies ist nach dem Obigen sehr leicht er-



klärlich; denn an diesen Stellen treten die grössten Spannungsdifferenzen zwischen den Kollektorlamellen auf, welche diese Funken erzeugen.

Ferner ist in Fig. 78 die Kollektorkurve einer 10 poligen Maschine mit vier Ankerstromzweigen dargestellt; diese Kurve ist in dem Laboratorium der Elektrizitäts-Aktien-Gesellschaft, vorm. Lahmeyer & Co., bei einer Maschine aufgenommen worden, deren normale Leistung 400 Amp. bei 230 Volt Klemmenspannung ist, und welche bei dieser Belastung leicht feuerte.

In dieser Kurve findet man dicht neben einander die Potentialdifferenzen 34,6 Volt und 24 Volt; ihr Verhältniss ist 1,44. — Ziehen wir nun in Betracht, dass bei  $p=5$  und  $a=2$  die grösste mögliche Potentialdifferenz zwischen zwei Lamellen gleich

$$3 \cdot e_{max}$$

sein kann, während dann zwischen den nächsten zwei Lamellen nur die Potentialdifferenz  $2 \cdot e_{max}$  herrscht, so würde in diesem extremen Falle das Verhältniss der Potentialdifferenzen zweier auf einander folgenden Lamellenpaare den Maximalwerth  $3:2=1,5$  erreichen. In der Wirklichkeit haben wir nur 1,44, weil die zwei Ankerstromzweige im Felde gegenseitig verschoben sind.

Hieraus folgt nun, dass der wirkliche Werth von  $E_{dk}$  höchstens gleich oder eher etwas kleiner ist als der berechnete, wenn man bei allen Reihenparallelschaltungen setzt

$$E_{dk} = \frac{p}{a} e_{max} = r \cdot e_{max}$$

wo, für  $\frac{p}{a}$  gebrochen, die nächst grössere ganze Zahl einzusetzen ist.

Wenn  $a > p$  ist, so wird die maximale Spannungsdifferenz zwischen zwei benachbarten Kollektorlamellen höchstens gleich der maximal inducirten EMK einer Spule sein, und wir haben, wenn wir von einer Bürste ausgehen (Fig. 73),  $(a-p)$  mal nur die Differenz der inducirten EMK von gleich viel Spulen zweier neben einander liegenden Ankerstromzweige, d. h. es ist  $(a-p)$  mal die Spulenzahl  $S_{x+1}$  gleich  $S_x$ . In Fig. 62 u. 63, wo  $a=4$ ,  $p=3$  ist, können wir dies leicht konstatiren.

Die maximale Spannung zweier benachbarten Spulenseiten bei der Reihenparallelschaltung ist gleich der Klemmenspannung  $E$ .

$$E_{ds} = E.$$

## 27. Die Beeinflussung der maximalen Potentialdifferenz benachbarter Kollektorlamellen durch die Verschiebung oder das Weglassen einer oder mehrerer Bürsten.

Um dies kurz zu erläutern, benutzen wir die Fig. 79, welche aussen das wirkliche und innen das reducirte Schema folgender Wicklung darstellt:

$$K = 92 \quad p = 5 \quad a = 3 \quad y_k = 19.$$

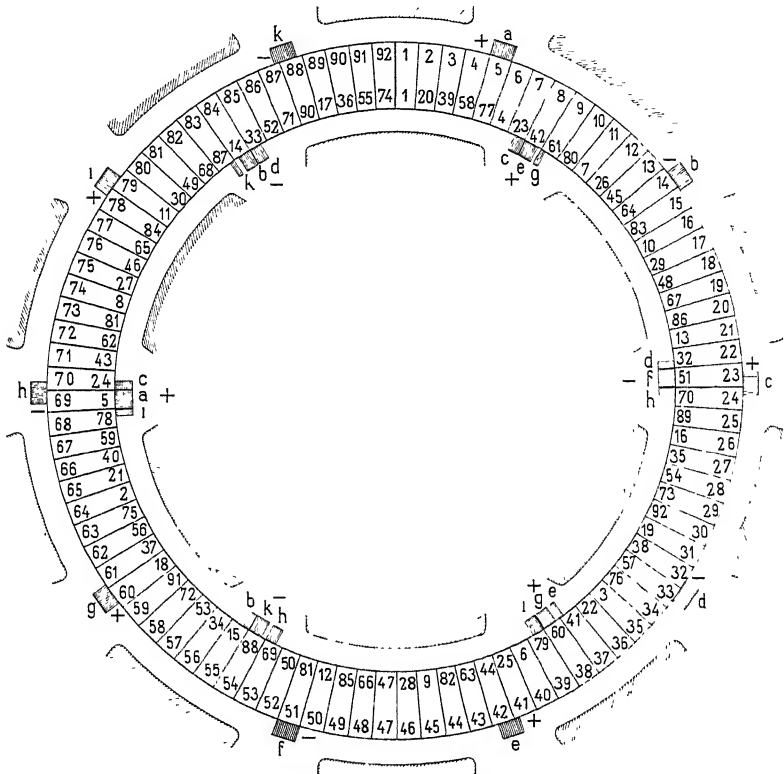


Fig. 79. Reihenfolge der Lamellen des wirklichen und reducirten Schemas der Wicklung  $K = 92$ ;  $p = 5$ ;  $a = 3$ ;  $y_k = 19$ .

Die Anzahl der Spulen, die zwischen zwei benachbarten Lamellen liegen, lassen sich mit Hülfe des reducirten Schemas leicht bestimmen. Greifen wir z. B. die Lamellen 26 und 27 heraus. Wir wissen, dass zwischen zwei benachbarten Lamellen im reducirten Schema stets eine Spule liegt. Somit befinden sich im reducirten

Schema zwischen der positiven Bürstengruppe *iac* und der Lamelle 27 fünf Spulen, und zwischen der positiven Bürstengruppe *ceg* und der Lamelle 26 drei Spulen. Die Differenz dieser zwei Spulenzahlen fünf und drei giebt die gesuchte Anzahl der Spulen, welche im wirklichen Schema zwischen den Lamellen 26 und 27 liegen. Wenn wir dies für alle Lamellen durchführen, so werden wir finden, dass im wirklichen Schema zwischen zwei benachbarten Lamellen abwechselungsweise 2, 2, 1, 2, 2, 1 u. s. f. Spulen liegen. Dies hätte auch die Rechnung ergeben; denn

$$r = \frac{p}{a} = \frac{5}{3} = \sim 2$$

$$r' = 2 \quad r'' = 2 \quad r''' = 1$$

$$\sum r = 5 = p.$$

Wir verschieben nun eine Bürste, z. B. *c*, um eine Lamelle, so dass die Lamellen 24 und 25 bedeckt sind. Wenn wir dies in das reducirte Schema übertragen und auf die früher angegebene Weise die Anzahl der Spulen zwischen zwei benachbarten Lamellen bestimmen, so erhalten wir zwischen Lamelle

25 und 26	3 Spulen, zwischen
26 „ 27	2 „ „
27 „ 28	0 „

was sich periodisch wiederholt.

Hieraus ergibt sich, dass durch Verschiebung einer Bürste die maximale Potentialdifferenz zwischen zwei benachbarten Lamellen erheblich gesteigert wird.

Lassen wir die Bürste *c* ganz weg, so treten folgende Potentialdifferenzen auf:

Zwischen Lamelle 23 u. 24	liegen 0 Spulen
„ „ 24 „ 25	liegt 1 Spule
„ „ 25 „ 26	„ 1 „
„ „ 26 „ 27	liegen 3 Spulen
„ „ 27 „ 28	liegt 1 Spule
„ „ 28 „ 29	„ 1 „
„ „ 29 „ 30	liegen 3 Spulen

u. s. w. 1, 1, 3 wiederholen sich periodisch, d. h.

Das Weglassen von Bürsten erhöht die maximale Potentialdifferenz zwischen zwei benachbarten Lamellen.

Es wird jedoch

$$E_{dk} < p \cdot e_{max} \text{ sein.}$$

Uebersicht. Wir können nun alles, was über die Potentialdifferenzen gesagt worden ist, kurz zusammenfassen und allgemein ausdrücken.

Bei allen Arten von Wicklungen ist die grösste mögliche Potentialdifferenz, die zwischen zwei benachbarten Lamellen auftreten kann, gleich

$$E_{akmax} = r \cdot e_{max} = \frac{3raE}{K}, \dots (25)$$

vorausgesetzt, dass alle  $p$  Bürsten aufliegen und keine gegenüber den anderen verschoben ist.

In der obigen Formel ist  $r = \frac{p}{a}$ . Wenn  $\frac{p}{a}$  gebrochen ist, so

bedeutet  $r$  die nächste ganze Zahl, die grösser ist als  $\frac{p}{a}$ . Verschiedene Konstrukteure haben die Erfahrung gemacht, dass bei normalen Kollektoren die maximale Potentialdifferenz  $E_{akmax}$  zwischen zwei benachbarten Kollektorlamellen nicht mehr als ca. 25 Volt betragen darf. Bei Benutzung von weichen Kohlenbürsten (Graphit), die den Kollektor schmieren, sind etwas kleinere Werthe zu wählen, währenddem man bei Maschinen mit kleinen Stromstärken und Bürsten mit harten Kohlen etwas höher gehen darf. Doch soll der Werth von 35 Volt nicht überschritten werden.

Bei allen unsymmetrischen Wicklungen und bei den mehrfach geschlossenen, wo Lamellen verschiedener Ankerstromzweige neben einander liegen, vertheilt sich die Potentialdifferenz  $p \cdot e_{max}$  von zwei Lamellen desselben Stromzweiges, die um  $a$  oder  $m$  Lamellen aus einander liegen, nicht gleichmässig auf die dazwischen liegenden Lamellen. Deswegen ist es zweckmässig, bei allen diesen Wicklungen Aequipotentialverbindungen zu benutzen, die zum Ausgleich der Potentialdifferenzen dienen.

Bei den mehrfach geschlossenen Wicklungen kann es oft sehr günstig auf das Funktioniren des Kollektors einwirken, wenn an wenigen Stellen je zwei benachbarte Lamellen verbunden werden. Nur muss immer darauf geachtet werden, dass hierdurch keine geschlossenen Kreise entstehen, deren parallel laufende Stäbe in verschiedenen Feldern liegen, dass in dem betreffenden Kreise ein zu starker innerer Wechselstrom entsteht.

Jede Unsymmetrie, die durch Verschiebung oder Weglassung einer oder mehrerer Bürsten entsteht, erhöht die Potentialdifferenz zwischen zwei benachbarten Lamellen und verkleinert sie zwischen anderen, d. h. es wird durch solche Un-

symmetrien die ungleiche Vertheilung der Spannungen zwischen benachbarten Lamellen vergrößert.

Vom Gesichtspunkte der Potentialdifferenzen am Kollektor sind somit solche Wicklungen nicht empfehlenswerth, wo

$\alpha = (r \frac{a}{p} - 1)$  verhältnissmässig grosse Werthe annimmt, wie

z. B. für

$$p=1 \quad a=3, 4, 5 \quad \text{und} \quad p=3 \quad a=2$$

$$p=2 \quad a=5, 7, 9 \quad \text{,,} \quad p=4 \quad a=3$$

$$p=3 \quad a=5, 7, 8 \quad \text{,,} \quad p=5 \quad a=4$$

u. s. w.

u. s. w.;

denn wegen der ungleichen Vertheilung der Spannungen längs des Kollektors kann derselbe bei Maschinen mit höherer Spannung nicht genügend ausgenützt werden, d. h. man muss die Kollektorlamellenzahl bei solchen Wicklungen verhältnissmässig gross wählen.

-----

## Siebentes Kapitel.

28. Ringanker mit Parallelschaltung. — 29. Ringanker mit mehrfacher Parallelschaltung. — 30. Ringanker mit Reihenschaltung — 31. Ringanker mit Reihenparallelschaltung — 32. Ringanker mit zwei Kollektoren.

### 28. Ringanker mit Parallelschaltung.

Die erste Ankerwicklung, welche die Erzeugung eines Gleichstromes ermöglichte, war die von Pacinotti im Jahre 1860 und später unabhängig davon im Jahre 1871 von Gramme erfundene Ringwicklung.

In Fig. 25 ist ein vierpoliges Schema abgebildet. Die Wicklung bildet eine fortlaufende Spirale. Nach der allgemeinen Schaltungsformel ist

$$y = \pm 1$$

und

$$a = p.$$

Da sich die mehrpolige Pacinotti-Gramme'sche Wicklung in keiner Weise von der zweipoligen unterscheidet, so kann ein Anker mit dieser Wicklung für eine beliebige Polzahl verwendet werden; man braucht nur die Zahl der Bürsten entsprechend der Polzahl zu vermehren. Ist die Bürstenzahl kleiner als die Polzahl, so bleibt ein Theil des Ankers stromlos.

Ferner kann demselben Anker Strom von verschiedener Spannung entnommen werden. In diesem Falle muss aber darauf verzichtet werden, die gleichnamigen Bürsten leitend zu verbinden. Wird z. B. in Fig. 25 das Polpaar  $N_1 S_1$  stärker erregt als  $N_2 S_2$ , so erhalten wir zwischen  $B_1 B_2$  und  $B_3 B_2$  eine höhere Spannung als zwischen  $B_1 B_4$  und  $B_3 B_4$ .

Der Zweck und die Ausführung von Aequipotentialverbindungen bei mehrpoligen Ringankern ist auf S. 77 erörtert worden.

## 29. Ringanker mit mehrfacher Parallelschaltung.

Ist die Aufgabe gestellt, einen Anker zu bauen, der bei geringer Spannung einen Strom von grosser Stärke liefern soll, so führt die einfache Parallelschaltung zu einer geringen Zahl von Armaturstäben mit grossem Querschnitt und zu einer kleinen Lamellenzahl. Für Ringwicklung kann zwar bei derselben Stabzahl die Zahl der Kollektorlamellen doppelt so gross werden als bei Trommelwicklung, aber trotzdem kann die Zahl derselben so klein bzw. die Stromstärke pro Armaturstromzweig so gross ausfallen, dass ein gutes Funktioniren der Maschine unmöglich wird.

Um die Stabzahl und die Kollektorlamellenzahl zu vergrössern und die Stromstärke pro Armaturstromzweig zu verkleinern, stehen zwei Wege offen; entweder muss die Polzahl und der Ankerdurchmesser vergrössert, die Umfangsgeschwindigkeit des Ankers jedoch annähernd beibehalten werden, oder der Anker wird mit einer Wicklung von mehrfacher Parallelschaltung versehen.

Für beliebige Polzahlen erhalten wir diese Wicklung mit

$$y = \frac{1}{m}, \text{ wenn } m > 1$$

und eine ganze Zahl ist.

Die Wicklung kann einfach oder 2-, 3-... bis  $m$ -fach geschlossen sein.

Die Wicklung ist einfach geschlossen, wenn  $y$  und  $S$  oder  $y$  und  $a$  keinen gemeinschaftlichen Theiler haben. In Fig. 27 ist eine Wicklung für

$$p = 1 \quad S = 18 \quad m = 2 \quad a = 2 \\ y = \frac{1}{2}$$

gezeichnet. Da  $y$  und  $S$  oder  $y$  und  $a$  den gemeinschaftlichen Theiler 2 haben, so ist die Wicklung zweimal geschlossen; wir haben zwei von einander unabhängige Wicklungen. Damit keine Stromunterbrechung in diesen Wicklungen eintritt und der Kurzschluss der neutralen Spulen erfolgen kann, müssen die Bürsten breiter sein als eine Lamelle.

Einen Anker mit zwei unabhängigen Wicklungen hat Weston in D. R.-P. No. 21184 vom 21. März 1882 zuerst beschrieben. Er beabsichtigte durch diese Anordnung Ströme, welche durch ungenügende Isolation benachbarter Lamellen (die nun verschiedenen Stromkreisen angehören) entstehen können, zu unterdrücken.

In Fig. 28 haben wir ein Beispiel einer einfach geschlossenen Wicklung mit mehrfacher Parallelschaltung. Es ist

$$p = 1 \quad S = 17 \quad m = 2 \quad a = 2$$

$$y = +2.$$

Die vier Ankerstromzweige sind

$$- \begin{Bmatrix} a & 16 & 1 & 3 & 5 & d \\ a & 14 & 12 & 10 & 8 & e \\ b & 15 & 17 & 2 & 4 & c \\ b & 13 & 11 & 9 & 7 & d \end{Bmatrix} +$$

Die Spule 6 ist kurz geschlossen und zwar so lange, als die Bürsten die drei Lamellen *cde* berühren.

Die besprochenen Wicklungen sind in derselben Gestalt für mehrpolige Maschinen anwendbar; man hat nur die Bürstenzahl entsprechend der Polzahl zu vermehren. Die mehrfache Parallelschaltung wird bei mehrpoligen Maschinen jedoch besser durch die Reihenparallelschaltung des Verfassers ersetzt.

### 30. Ringanker mit Reihenschaltung.

Unter sonst gleichen Verhältnissen und bei gleicher Zahl der Ankerwindungen ist die elektromotorische Kraft, welche bei Reihenschaltung erreicht wird,  $p$ mal so gross als bei Parallelschaltung, die Stromstärke dagegen  $p$ mal kleiner. Die Reihenschaltung wird also da anzuwenden sein, wo hohe Spannung oder geringe Umfangsgeschwindigkeit des Ankers bedingt ist.

Da die Reihenschaltung eine einfachere Konstruktion des Bürstenapparates ermöglicht, so eignet sich dieselbe in gewissen Fällen auch da, wo Parallelschaltung angewendet werden könnte.

Die Reihenschaltung für Ringanker wurde von Perry (Englisches Patent 3036 vom Jahre 1882) angegeben und von Andrews zuerst angewendet.

Für die Reihenschaltung (Wellenwicklung) gilt die allgemeine Formel

$$y_k = \frac{K+1}{p}.$$

Da bei der Ringwicklung  $K=S$  ist, so lässt sich die Formel auch schreiben

$$y = \frac{S+1}{p}.$$

Fig. 80 stellt ein Beispiel einer solchen Wicklung dar, bei welcher

$$S = K = 22 \quad p = 3$$



und

$$y = \frac{22-1}{3} = 7.$$

Das Ende von Spule 1 ist mit dem Anfang von Spule  $1 + 7 = 8$  verbunden u. s. w. Wie auf Seite 54 auseinandergesetzt wurde, ist die Zahl der nothwendigen Bürsten der Wellenwicklung gleich zwei (z. B.  $A_1$  und  $B_1$ ). In unserer Figur haben wir so viele

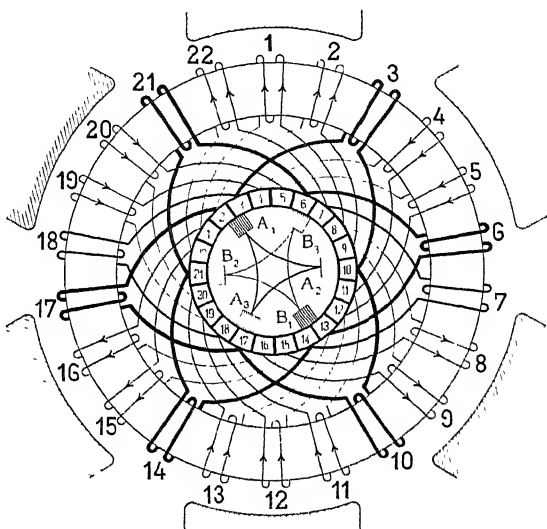


Fig. 80. Ringwicklung mit Reihenschaltung  $p=3$   $S=22$ .

Bürsten aufgelegt, als wir Pole haben. Die Bürsten  $A_2$  und  $A_3$  stehen mit  $A_1$  und die Bürsten  $B_2$  und  $B_3$  mit  $B_1$  je durch eine Ankerspule in Verbindung, ausserdem sind die gleichnamigen Bürsten noch direkt unter einander verbunden. Wenn nur die zwei Bürsten  $A_1$  und  $B_1$  verwendet werden, so ist aus der Fig. 80 ohne weiteres ersichtlich, dass während der Kurzschlussperiode drei Spulen in Serie von jeder Bürste kurzgeschlossen sind und zwar durch die Bürste

$$\begin{array}{l} A_1 \text{ die Spulen } 3-10-17, \\ B_1 \text{ " " } 14-21-6 \end{array}$$

und die drei Spulen sind hinter einander geschaltet. Legen wir dagegen alle Bürsten auf, so werden durch die

$$\begin{array}{l} \text{negativen Bürsten } (A_1, A_2 \text{ und } A_3) \text{ die Spulen } 2-3-10-17-18, \\ \text{positiven " } (B_1, B_2 \text{ " } B_3) \text{ " " } 13-14-21-6-7 \end{array}$$

kurzgeschlossen und die kurzgeschlossenen Spulen sind nicht mehr bloss in Serie, sondern auch parallel-geschaltet.

Wir erhalten mit Berücksichtigung der Verbindungen der gleichnamigen Bürsten die Kurzschlussstromkreise

$$\begin{array}{ll}
 A_1-2-A_2-A_1, & B_1-13-B_2-B_1, \\
 A_1-3-A_2-A_1, & B_1-14-B_2-B_1, \\
 A_2-10-A_3-A_2, & B_2-21-B_3-B_2, \\
 A_3-17-A_1-A_3, & B_3-6-B_1-B_3, \\
 A_3-18-A_1-A_3, & B_3-7-B_1-B_3.
 \end{array}$$

Wenn wir eine Bürste, z. B.  $A_2$ , fortlassen, so sind die zwei Spulen 3 und 10 nur noch in Serie und Spule 2 ist gar nicht mehr kurzgeschlossen. Ganz allgemein ergibt sich für eine beliebige Polzahl  $p$  folgende Regel:

Werden bei einer Reihenschaltung  $p_w$  am Umfang des Kollektors auf einander folgende gleichnamige Bürsten fortgelassen, so sind  $(p_w + 1)$  kurzgeschlossene Spulen nur noch in Serie geschaltet, währenddem die übrigen kurzgeschlossenen Spulen in Serie und parallelgeschaltet sind; zugleich wird die Zahl der kurzgeschlossenen Spulen, sofern die Bürstenbreite nicht vergrößert wird, kleiner.

Durch die Aenderung der Bürstenzahl wird daher sowohl die Selbstinduktion als auch der Widerstand des Kurzschlussstromkreises verändert — was auf die Art der Kommutation des Stromes einen grossen Einfluss ausüben kann. (Siehe Kapitel XVI.)

Werden mehr als zwei Bürsten angebracht, so ist auf eine gleiche Vertheilung des Stromes auf die gleichnamigen Bürsten, namentlich bei Unrundlauf des Kollektors, nicht zu rechnen, und es ist möglich, dass einzelne Bürsten überlastet werden. Die Gefahr der Ueberlastung einer Bürste wächst mit der Anzahl derselben bez. mit der Polzahl, wenn  $2p$  Bürsten benutzt werden. Giebt man aber den Verbindungen der Wicklung mit dem Kollektor einen verhältnissmässig hohen Widerstand, so wird eine gleichmässige Vertheilung des Stromes dadurch gefördert.

Die Aufzeichnung eines Wicklungsschemas mit grosser Spulenzahl ist zeitraubend und gewährt nicht die nöthige Uebersichtlichkeit. In der Praxis begnügt man sich daher mit dem Entwurfe eines Theiles der Wicklung, und giebt ausserdem noch die gesamte Spulenzahl, die Drahtzahl und den Schritt der Wicklung an. Bezüglich der Angabe des Schrittes darf man sich vollständig auf die angegebene Formel verlassen; will man aber trotzdem eine Kontrolle ausüben, so entwirft man eine Wicklungstabelle.

Als Beispiel wählen wir aus obiger Tabelle die 6-polige Wicklung mit

$$S = 110, \quad y = 37$$

und gehen von der Spule 1 aus, je um den Schritt 37 weiterzählend. — Zu 1 dürfen wir erst wieder gelangen, nachdem jede Zahl zwischen 1 und 110 einmal erhalten worden ist.

Wicklungstabelle für  $S=110$ ,  $p=37$ ,  $p=3$

—1	6	11	16	21	26	31	36
38	43	48	53	58	63	68	73
75	80	85	90	95	100	105	110
2	7	12	17	22	27	32	37
39	44	49	54	59	64	69	74
76	81	86	91	96	101	106	—1
3	8	13	18	23	28	33	
40	45	50	55	60	65	70	
77	82	87	92	97	102	107	
4	9	14	19	24	29	34	
41	46	51	+ 56	61	66	71	
78	83	88	93	98	103	108	
5	10	15	20	25	30	35	
42	47	52	57	62	67	72	
79	84	89	94	99	104	109	

Ringanker mit Reihenschaltung vom Verfasser mit vermehrter Kollektorlamellenzahl. Die Zahl der Spulen, welche von einer Bürste gleichzeitig kurzgeschlossen werden, ist bei der gewöhnlichen Reihenschaltung gleich  $p$ .

Einen Ringanker mit Reihenschaltung wird man im allgemeinen nur für die Erzeugung von Spannungen anwenden, welche etwa über 500 Volt liegen. In solchen Fällen ist es für die Herstellung und Isolation der Spulen gegen einander wichtig, eine möglichst geringe Spulenzahl zu haben. Durch eine besondere Art der Wicklung ist es nun möglich, in den oben angegebenen Schaltungsschemas die Kollektorsegmentzahl beizubehalten und die Spulenzahl auf das  $\frac{1}{p}$  fache zu vermindern, oder, was dasselbe ist, die Segmentzahl kann das  $p$  fache der Spulenzahl sein.

Ist  $K = pS$ ,

so wird jede Bürste gleichzeitig nur  $\frac{pS}{K} = \frac{pS}{p \cdot S} = 1$  Spule kurz schliessen; die Windungszahl dieser Spule kann daher  $p$  mal so gross sein, als wenn gleichzeitig  $p$  Spulen kurz geschlossen werden.

In der Fig. 81 ist ein vierpoliges Schema mit  $pS$  Kollektor-

segmenten aufgezeichnet. Die Zahl der Spulen ist auch hier allgemein

$$S = p \cdot \gamma + 1.$$

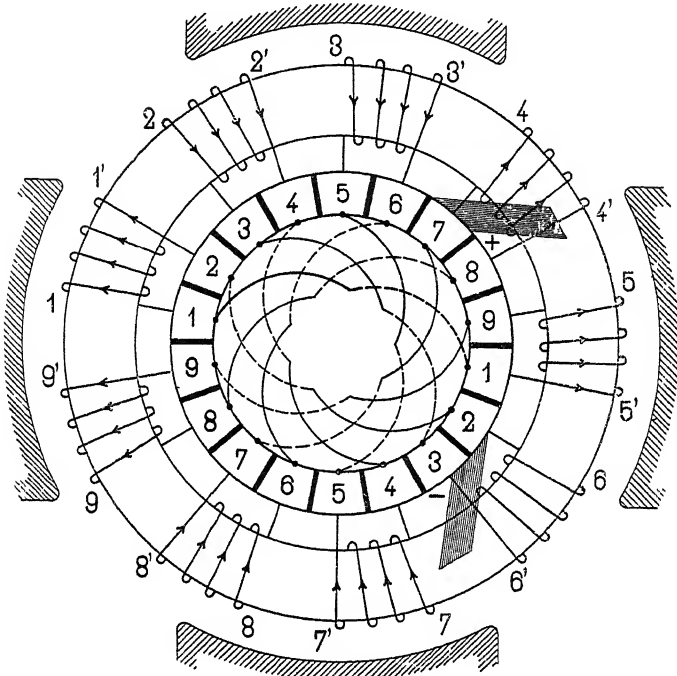


Fig. 81. Ringanker mit Reihenschaltung des Verfassers.

Je  $p$  Kollektorsegmente, welche um einen Winkel von  $\frac{360}{p}$  Grad von einander abstehen, sind leitend mit einander verbunden.

Der Fig. 81 entspricht

$$\gamma = 2, \quad S = 9, \quad \gamma = 5, \quad K = 18.$$

Nach der allgemeinen Schaltungsregel ist  $1'$  mit  $1 + 5 = 6$  und  $6'$  mit  $6 + 5 = 9 + 2$ , also mit 2 zu verbinden u. s. f.

Um den Stromlauf leichter verfolgen zu können, sind in der Figur diejenigen Kollektorsegmente, welche leitend verbunden sind, mit gleichen Nummern bezeichnet.

Die Querverbindungen der Kollektorthteile sind in das Innere des Kollektors verlegt; dieselben lassen sich aus Kupferblechgabeln herstellen. Ein ausgezogener Strich bedeutet den vorderen, ein

punktirter Strich den hinteren Schenkel einer solchen Gabel, welche in zwei Ebenen angeordnet sind und sich so gut isoliren lassen.

Die äusseren Verbindungen der Spulen mit dem Kollektor sind nun ebenso einfach wie bei der gewöhnlichen Parallelschaltung nach Fig. 25, und die Spulen können ebenso leicht wie dort ausgewechselt werden.

### 31. Ringanker mit Reihenparallelschaltung.

Diese Wicklung ist vom Verfasser aus der allgemeinen Schaltungsformel abgeleitet worden. Für Ringanker wird dieselbe nur selten zur Anwendung gelangen.

Die Weston-Wicklung mit zwei von einander unabhängigen Wicklungen ist ein spezieller Fall der Reihen-Parallelschaltung.

In die für Ringwicklung gültigen Formeln

$$y = \frac{S + a}{p} \quad \text{und} \quad y_k = \frac{K + a}{p}$$

haben wir  $a > 1$  einzusetzen. Es entsteht dann entweder eine Wicklung mit  $a$  unabhängigen Reihenwicklungen oder eine einzige in sich geschlossene Wicklung mit  $2a$  Ankerstromzweigungen. Es kann dabei  $a$  kleiner, gleich oder grösser als  $p$  sein. Eine ausführliche Behandlung soll dieser für den Dynamobau sehr wichtigen Ankerwicklung des Verfassers bei den Trommelankern zu Theil werden. Hier wollen wir uns auf ein einziges Beispiel beschränken.

Es sei

$$S = K = 24; \quad p = a = 3$$

$$y = \frac{S + a}{p} = \frac{S}{p} + 1 = \frac{24}{3} + 1 = \frac{9}{1} = 9$$

Diese Wicklung ist in Fig. 82 dargestellt, bei welcher der kürzere Schritt 7 verwendet wurde. Wegen des geringeren Raumbedarfs der Querverbindungen ist die Wicklung mit dem kürzeren Schritte vorzuziehen. Das Ende der Spule 1 ist mit dem Anfange der Spule  $7 + 1 = 8$  verbunden u. s. f. —

Um die Lage der Bürsten zu bestimmen, markirt man die Stromrichtung in den Spulen durch Pfeile. Ein Verfolgen derselben führt zu den mit (+) und (—) bezeichneten 6 Bürstenlagen  $a$  bis  $f$ .

Diese Wicklung unterscheidet sich von der Parallelschaltung mit Schleifenwicklung durch verschiedene Eigenthümlichkeiten, und zwar:

1. Zunächst liegen die zu einem einzelnen Ankerstromkreise gehörenden Spulen nicht mehr neben einander, sondern dieselben

sind am Umfange des Ankers auf sämtliche Magnetfelder gleicher Polarität vertheilt. Von der negativen Bürste  $P_1$  ausgehend erhalten wir z. B. die Stromkreise

$$-P_1 \langle \begin{matrix} 2-9-16 \\ 20-13-6 \end{matrix} \rangle +.$$

Die Verschiedenheit der EMKe der einzelnen Ankerstromzweige, die eine Folge der Ungleichheit des magnetischen Feldes ist (siehe Seite 59), ist daher unter gleichen Verhältnissen viel kleiner als bei Parallelankern.

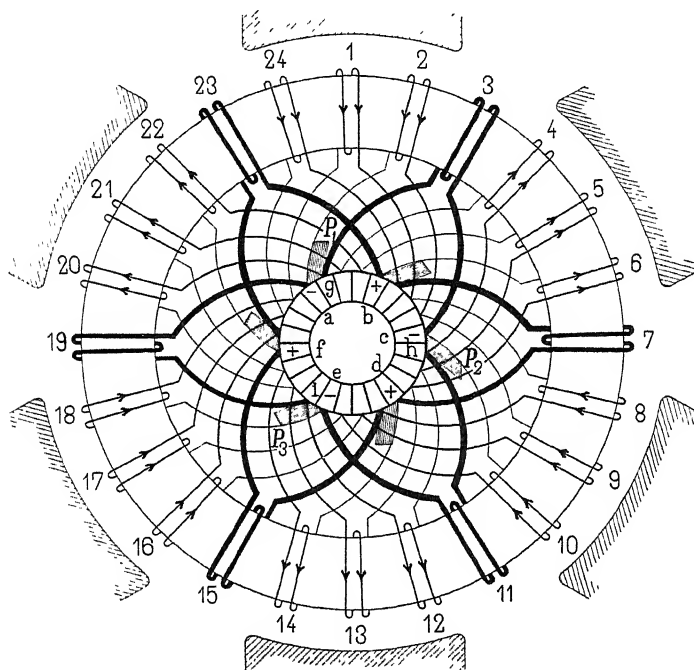


Fig. 82. Ringanker mit Reihen-Parallelschaltung des Verfassers.  $a=p$ .

2. Eine Bürste allein kann eine Spule nicht kurzschließen, denn zum Kurzschlussstromkreis gehören auch die feststehenden Verbindungen der negativen bzw. der positiven Bürsten.

In Fig. 82 haben wir zwischen den negativen Bürsten die Kurzschlussstromkreise

$$\begin{aligned} P_1 - 3 - P_2 - P_1 \\ P_2 - 11 - P_3 - P_2 \\ P_3 - 19 - P_1 - P_3. \end{aligned}$$

Durch eine unsymmetrische Stellung einer Bürste oder durch ungleiche Theilungen der Kollektorlamellen wird die Zeitdauer des Kurzschlusses beeinflusst.

3. Es kann die Zahl der Bürsten kleiner als die Polzahl gewählt werden, wenn die den fortgelassenen Bürsten benachbarten Bürsten verbreitert werden.

Lassen wir z. B. in Fig. 82  $P_2$  fort, so müssen die Spulen 3 und 11 kurz geschlossen bleiben; das wird dadurch möglich, dass wir  $P_1$  und  $P_3$  derart verbreitern, dass  $P_1$  durch die Spulen 3 und 10 mit  $P_3$  und  $P_3$  durch die Spulen 11 und 4 mit  $P_1$  verbunden sind. Ausser den früher kurz geschlossenen Spulen 3, 11, 19 sind also noch die Spulen 4, 10 kurzgeschlossen. Zweimal sind zwei dieser Spulen in Serie geschaltet, und die Spulen 4—3 und 10—11 sind benachbart.

Werden bei einer vielpoligen Maschine mit Reihenparallelschaltung allgemein  $p_w$  auf einander folgende, gleichnamige Bürsten weggelassen, so sind zwischen den zwei gleichnamigen Bürsten, welche die entstehende Lücke begrenzen,  $(p_w + 1)$  kurzgeschlossene Spulen, nur noch in Serie geschaltet, währenddem die andern kurzgeschlossenen Spulen in Serie und parallel geschaltet sind. — Es gilt also dieselbe Regel wie bei der einfachen Reihenschaltung.

4) Auf eine gleichmässige Vertheilung der Stromstärke auf die gleichnamigen Bürsten ist nicht zu rechnen.

Wird aber den Abzweigungen von der Wicklung zum Kollektor ein verhältnissmässig grosser Widerstand gegeben, so wird dadurch eine gleichmässige Stromvertheilung begünstigt, in vollkommener Weise geschieht dies durch Aequipotentialverbindungen.

### 32. Ringanker mit zwei Kollektoren.

Uebersteigt die Stromstärke, welche von jedem Bürstensatz (Bürsten, die auf demselben Stifte befestigt sind) dem Anker zugeführt bzw. entnommen wird, gewisse Grenzen, so ist eine Funkenbildung am Kollektor nicht mehr zu vermeiden. — Soll ein Anker für hohe Stromstärken gebaut werden, so hat man die Wahl, entweder die Polzahl so gross zu nehmen, dass die Stromstärke jedes Bürstensatzes die als zulässig angenommene Grenze nicht überschreitet, oder bei geringerer Polzahl zwei Kollektoren anzuordnen.

Es wird dann auf jeder Seite der Armatur ein Kollektor angebracht. Die Verbindungsarten dieser Kollektoren mit der Wicklung sind in den folgenden Figuren angegeben. Wir bedienen uns hierzu des abgerollten Schemas.

Fig. 83 veranschaulicht eine einfache Ringwicklung; jeder Armaturstab ist an zwei einander gegenüber liegende Lamellen der Kollektoren angeschlossen. In den gezeichneten Lagen der Bürsten A und B sind die Stäbe 5 und 6 kurz geschlossen.

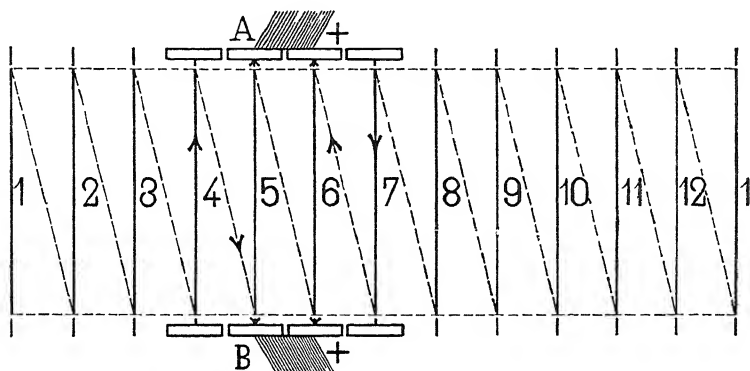


Fig. 83. Einfache Ringwicklung mit zwei Kollektoren.

In diesem Falle ist es auch möglich auf einem Kollektor nur die positiven und auf den andern nur die negativen Bürsten anzuordnen, wobei allerdings die doppelte Ausnutzung des Kollektors

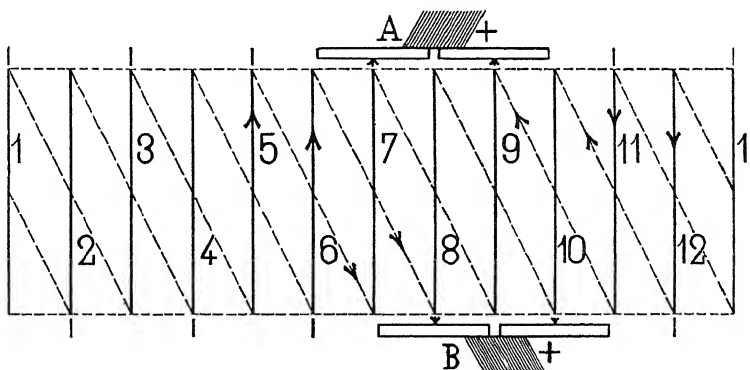


Fig. 84. Doppelte Ringwicklung mit zwei Kollektoren.

verloren geht, dagegen wird eine geringere Erwärmung auftreten, oder die Abkühlfläche der zwei Kollektoren braucht nicht grösser zu sein als die eines Kollektors mit positiven und negativen Bürsten.

In Fig. 84 trägt der Anker zwei unabhängige Wicklungen (Weston D. R.-P. 22 097 vom 13. Juni 1882). Die eine Wicklung



ist an den Kollektor  $A$ , die andere an den Kollektor  $B$  angeschlossen.

Giebt man jedem Kollektor die doppelte Lamellenzahl, so kann jede Wicklung mit beiden Kollektoren verbunden werden.

Anker mit zwei Kollektoren und zwei unabhängigen Wicklungen kommen auch für Motoren, deren Tourenzahl bei konstanter Klemmenspannung innerhalb weiter Grenzen regulirt werden soll, zur Anwendung. Für eine niedrige Tourenzahl werden die beiden Wicklungen hinter einander und für eine hohe Tourenzahl parallel geschaltet.

## Achstes Kapitel.

33 Trommelanker mit Parallelschaltung. — 34. Trommelanker mit mehrfacher Parallelschaltung. — 35. Trommelanker mit Reihenschaltung. — 36. Trommelanker mit Reihenparallelschaltung. — 37. Trommelanker mit zwei Kollektoren.

### 33. Trommelanker mit Parallelschaltung.

Durch Vervollkommnung des Siemens'schen Doppel-T-Induktors entstand die Trommelwicklung, die zuerst von v. Hefner-Alteneck im Jahre 1872 angegeben wurde. Diese Trommelwicklung lässt sich in einfacher Weise aus der Ringwicklung herleiten. (Siehe S. 11.)

Für Trommelwicklungen mit Parallelschaltung kann man nur die Schleifenwicklung verwenden. (Siehe S. 20 u. f.)

Für diese Wicklung gilt

$$y = y_1 - y_2 = \pm 2$$

$$y_1 = \frac{s+b}{2p} \pm 2; \quad y_2 = \frac{s \pm b}{2p}$$

$$y_k = \pm 1.$$

Ferner ist nach Seite 28

$$K = S = \frac{s}{u} \quad \text{oder} \quad s = uK = uS.$$

Für die üblichen Trommelwicklungen hat  $u$  den Werth 2. Es wird dann  $K = S = \frac{s}{2}$  oder  $s = 2K = 2S$ . Da  $K$  oder  $S$  stets eine ganze Zahl ist, so muss  $s$  gerade sein.

a. Zweipolige Trommelwicklungen.

In Fig. 85 haben wir eine zweipolige Trommelwicklung, wo

$$s=26; \quad p=1; \quad b=0; \quad K=13$$

$$y_1 = \frac{26}{2} - 2 = 11; \quad y_2 = 13.$$

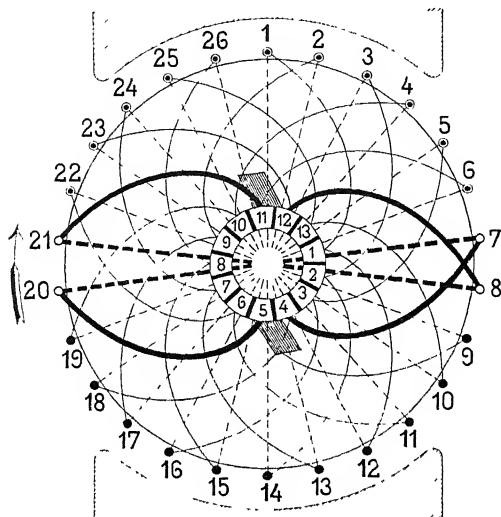


Fig. 85. Zweipoliger Trommelanker mit Schleifenwicklung, wo  $b=0$ .

Da  $p=1$  ist, so ist auch  $a=1$ .

Die zwei Ankerstromzweige für die angenommene Lage des Ankers sind:

Lamelle 11  $\leftarrow 6-19-4-17-2-15-26-13-24-11-22-9 \rightarrow$  Lamelle 5  
 Lamelle 12  $\leftarrow 23-10-25-12-1-14-3-16-5-18 \rightarrow$  Lamelle 4

Die zwei Spulen 7—20 und 8—21 sind kurz geschlossen und liegen neben einander.

Diese Wicklung, wo  $b=0$  ist, nennt man Durchmesserwicklung oder Wicklung mit unverkürztem Schritt.

Wenn  $\frac{s}{2}$  gerade ist, z. B.  $s=24$ , so können wir die Durchmesserwicklung für diese Stabzahl nicht ausführen, weil  $y_1$  und  $y_2$  gerade werden. Wir sind gezwungen, für  $b$  einen Werth anzunehmen, z. B.  $-2$ ; dann wird

$$y_1 = \frac{24-2}{2} - 2 = 9$$

$$y_2 = \frac{24-2}{2} = 11$$

$$K=12.$$

Diese Wicklung ist in Fig. 86 dargestellt. Da die Kollektorlamellenzahl gerade ist, so treten die beiden Spulen, die von den beiden Bürsten kurzgeschlossen werden, in demselben Momente in die Kurzschlussperiode ein und mit einander wieder heraus. Ist dagegen  $K$  ungerade (Fig. 85), so sind die zwei Spulen unter den Bürsten wohl mit einander kurzgeschlossen, aber der Moment, in welchem der Kurzschluss der Spulen erfolgt, ist bei denselben um die halbe Kurzschlusszeit verschoben.

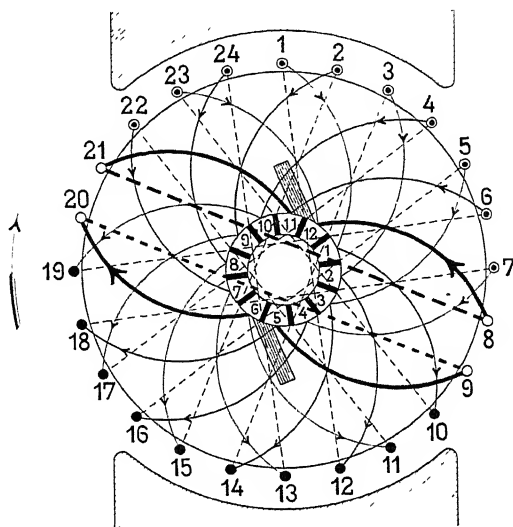


Fig. 86. Zweipoliger Trommelanker mit Schleifenwicklung, wo  $b = -2$ .

Die Spannungsdifferenz zwischen den benachbarten Spulen einer Trommelwicklung kann im Maximum gleich der vollen Spannung werden. In Fig. 85 haben wir z. B. zwischen den beiden kurzgeschlossenen Spulen die volle Spannung, da dieselben je mit einer Bürste in Verbindung sind.

Wenn wir in den Formeln für  $y_1$  und  $y_2$  dem  $b$  einen bestimmten ganzzahligen Werth beilegen, so weichen die Theilschritte dementsprechend von der Poltheilung ab, d. h. sie werden kleiner; die entstehende Wicklung nennt man eine Wicklung mit verkürztem Wicklungsschritt.

Wählen wir z. B.

$$s = 24 \quad b = -6$$

so wird

$$y_1 = \frac{24 - 6}{2} - 2 = 7$$

$$y_2 = \frac{24 - 6}{2} = 9$$

und wir erhalten das Schema von Fig. 87.

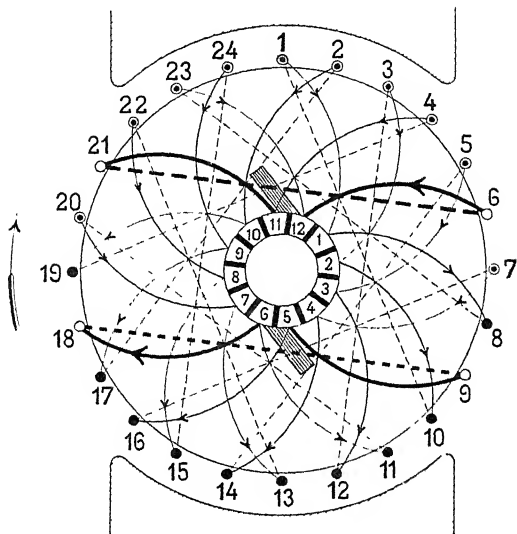


Fig. 87. Zweipoliger Trommelanker mit Schleifenwicklung wo  $b = -6$ .

Durch die Verkürzung des Wicklungsschrittes wird die Windungsfläche einer Spule verkleinert, die Verkürzung darf daher nur soweit getrieben werden, dass der Kraftfluss pro Pol noch nahezu ganz in die Fläche einer Windung eintritt. — Die zwei kurzgeschlossenen Spulen 6—21 und 9—18 sind jetzt nicht mehr benachbart.

Charakteristisch für die Verkürzung ist, dass die zwischen den kurzgeschlossenen Spulen liegenden Ankerdrähte abwechselnd entgegengesetzte Stromrichtung haben. Die magnetische Rückwirkung derselben hebt sich daher gegenseitig auf. Die Verkürzung des Wicklungsschrittes vermindert somit die Ankerrückwirkung.

Am vollkommensten tritt das ein, wenn zwei oder mehrere Spulenseiten in derselben Nut liegen. Ferner ist die Zahl der Spulenkreuzungen kleiner geworden; es wird daher diese Wicklung an den Stirnflächen weniger Raum beanspruchen als diejenige der Fig. 85. Auch der Kupferverbrauch wird kleiner werden, weil die äusseren Verbindungen kürzer sind.

Die Verkürzung des Wicklungsschrittes ist von Swinburne, Thury u. A. angewendet worden. Die Stromrichtung in den kurzgeschlossenen Spulen der Fig. 86 u. 87 ist dem Anfang der Kurzschlusszeit entsprechend eingezeichnet. Sie ist für beide Spulen bezüglich des Ankers dieselbe. Während des Kurzschlusses sinkt der Strom in beiden Spulen auf 0 herab, kehrt seine Richtung um und erreicht wieder den normalen Werth.

Die magnetisirenden Wirkungen der beiden Spulen unterstützen sich also gegenseitig. In Fig. 85 u. 86, wo beide Spulen neben einander liegen, ist die gegenseitige Induktion viel grösser als in Fig. 87. Die Verkürzung des Wicklungsschrittes verkleinert daher die gegenseitige Induktion der kurzgeschlossenen Spulen und vergrössert somit die scheinbare Selbstinduktion. (Siehe Kapitel XVIII.)

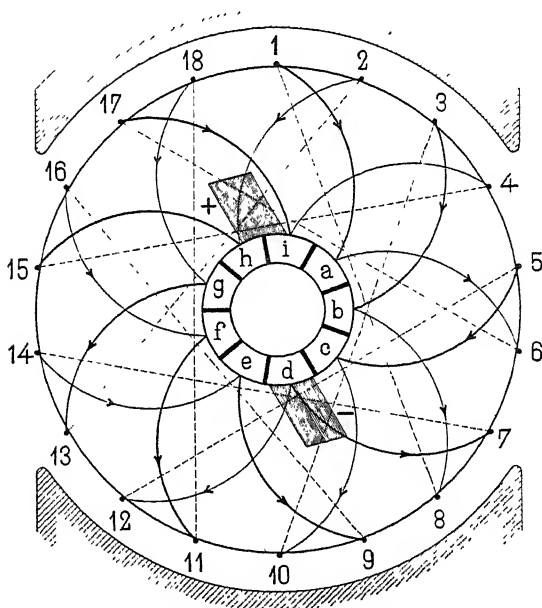


Fig. 88. Zweipoliger Trommelanker mit ungerader Spulenzahl und verkürztem Wicklungsschritt.

In Fig. 88 ist eine Trommelwicklung mit ungerader Kollektoralamellenzahl dargestellt, mit

$$s = 18 \text{ und } b = -4$$

$$y_1 = \frac{18 - 4}{2} - 2 = 5 \qquad y_2 = \frac{18 - 4}{2} = 7.$$

Aus der Figur ersieht man, dass, während die eine Bürste eine Kollektorlamelle ganz bedeckt, die andere zwei Lamellen zur Hälfte berührt.

Es können also nie zwei Spulen gleichzeitig kurzgeschlossen werden. In Fig. 88 ist Spule 15—4 kurzgeschlossen, die übrigen vertheilen sich auf die zwei Ankerstromzweige, wie folgt:

$$- \left( \begin{array}{cccccccccccc} d & 7 & 14 & e & 9 & 16 & f & 11 & 18 & g & 13 & 2 & h \\ d & 12 & 5 & c & 10 & 3 & b & 8 & 1 & a & 6 & 17 & i \end{array} \right) +.$$

#### b. Mehrpolige Trommelwicklung mit Parallelschaltung.

Die Schleifenwicklung kann für jede Polzahl mit beliebiger Spulenzahl ausgeführt werden. Wenn  $\frac{s}{2p}$  oder  $\frac{K}{p}$  eine ganze Zahl ergibt, so ist die Wicklung symmetrisch. Es kann vorkommen, dass  $s$  durch  $2p$  nicht theilbar ist; dann sind wir gezwungen, für

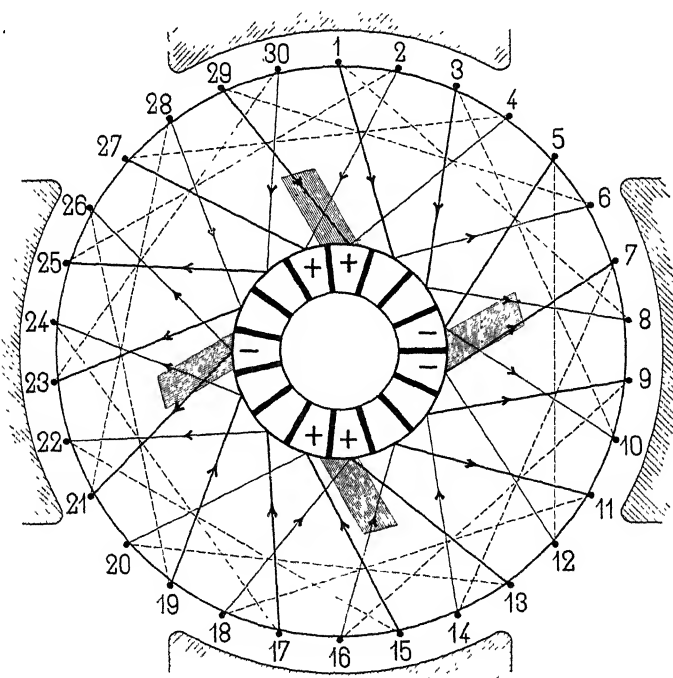


Fig. 89. Trommelanker mit Schleifenwicklung.

$b$  einen solchen Werth anzunehmen, dass  $(s \pm b)$  durch  $2p$  theilbar ist und  $y_1$  und  $y_2$  ganzzahlig und ungerade werden. In diesem

Falle ist eine Wicklung mit unverkürztem Schritte nicht möglich; dagegen können wir die Verkürzung des Schrittes auf ein Minimum herunterdrücken, indem wir dem  $b$  den möglichst kleinsten Werth beilegen, für welchen  $\frac{s+b}{2p}$  noch ganz und ungerade ist. In Fig. 89

haben wir eine solche Wicklung; daselbst ist

$$s = 30 \quad p = 2 \quad b = -2$$

$$y_1 = \frac{30-2}{4} - 2 = 5 \quad y_2 = \frac{30-2}{4} = 7,$$

es ist also 1 mit  $1 + 7 = 8$  und 8 mit  $8 - 5 = 3$ , 3 mit  $3 + 7 = 10$ , 10 mit  $10 - 5 = 5$  u. s. f. zu verbinden. Bei der gezeichneten Lage der Armatur sind die drei Spulen 4—27, 5—12 und 13—20 kurzgeschlossen, und die 4 Ankerstromzweige sind

$$\begin{array}{cccccc} - < 10 & 3 & 8 & 1 & 6 & 29 \\ & 7 & 14 & 9 & 16 & 11 & 18 \\ - < 21 & 28 & 23 & 30 & 25 & 2 & \\ & 26 & 19 & 24 & 17 & 22 & 15 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{cccccc} 10 & 3 & 8 & 1 & 6 & 29 \\ 7 & 14 & 9 & 16 & 11 & 18 \\ 21 & 28 & 23 & 30 & 25 & 2 \\ 26 & 19 & 24 & 17 & 22 & 15 \end{array}} \right\} \begin{array}{c} + \\ + \\ + \end{array}$$

### c. Trommelwicklung mit Parallelschaltung für Nutenanker.

Die meisten Anker werden als Nutenanker gebaut, da dieselben gegenüber dem glatten Anker grosse Vortheile haben. Werden mehrere Spulenseiten in einer Nut angeordnet, so soll  $s$  durch die Nutenzahl  $Z$  theilbar sein, obwohl eine Wicklung auch ohne diese Theilbarkeit ausführbar ist; es kommen dann in eine Nut weniger Spulenseiten als in die übrigen. Die Wicklung eines Nutenankers kann auf zwei verschiedene Arten hergestellt werden:

1. Die Spulen werden von Hand direkt auf den Anker gewickelt. In diesem Falle liegen beide Seiten einer Spule entweder innen oder aussen. Eine vollkommen gleichmässige Anordnung wird nur erreicht, wenn die Spulenzahl gerade ist; dann können im Schema abwechselnd innere und äussere Spulen auf einander folgen. Damit die allgemeine Schaltungsformel für diese Wicklungsart angewendet werden kann, müssen wir eine bestimmte Numerirung voraussetzen. Dieselbe muss so ausgeführt werden, wie die Lagen der Spulenseiten im Wicklungsschema auf einander folgen. Da beim Durchlaufen der Wicklung innere und äussere Spulen regelmässig abwechseln, also je zwei gleiche Lagen von Spulenseiten sich folgen, so müssen wir numeriren, wie dies in Fig. 90 angedeutet ist.

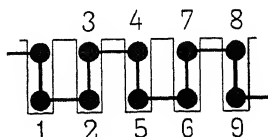


Fig. 90.



Im Beispiel Fig. 91 ist

$$s = 32, \quad p = 2 \quad b = -4.$$

Pro Nut haben wir zwei Spulenseiten

$$y_1 = \frac{32 - 4}{4} + 2 = 9 \quad y_2 = \frac{32 - 4}{4} = 7.$$

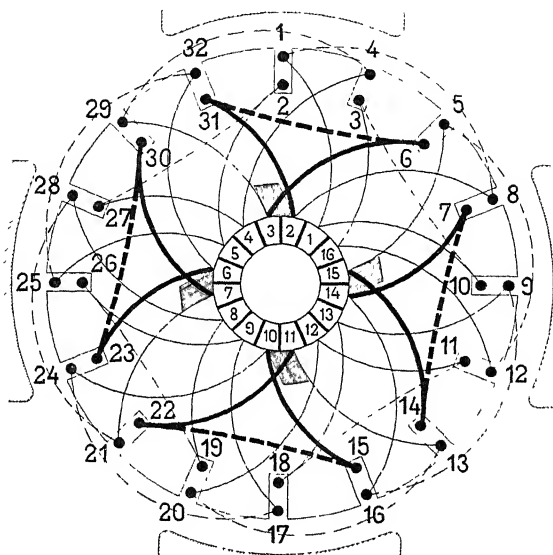


Fig. 91. Vierpoliger Nutenanker mit Schleifenwicklung von Hand gewickelt.

In der gezeichneten Stellung sind die 4 Ankerstromzweige folgende:

—	Lamelle	3	29	4	27	2	25	32	Lamelle	6	
	„	2	8	1	10	3	12	5	„	15	+
—	„	10	24	17	26	19	28	21	„	7	+
	„	11	13	20	11	18	9	16	„	14	+

Kurzgeschlossen sind die 4 inneren Spulen 31—6, 7—14, 15—22 und 23—30.

Wenn wir den Kollektor um eine Lamelle weiter drehen, so werden die 4 äusseren Spulen 29—4, 5—12, 13—20 und 21—28 kurzgeschlossen. Da die Selbstinduktion der äusseren und inneren Spulen verschieden ist, so giebt es keine Bürstenstellung, die eine gleich gute Kommutation beider Spulen ermöglicht; denn wenn die Stellung der Bürste für eine Spule richtig ist, so passt sie für die andern nicht in gleichem Maasse.

Die Wicklung von Hand kommt fast ausschliesslich bei zweipoligen Maschinen zur Anwendung, bei welchen die Schablonenwicklung nicht so bequem ausgeführt werden kann, wie bei mehrpoligen Maschinen.

## 2. Die Spulen werden auf Schablonen hergestellt.

Wenn wir die Spulen eines Nutenankers derart anordnen, dass die eine Spulenseite nach aussen und die andere nach innen zu liegen kommt, so erhalten alle Spulen des Ankers die gleiche Form. Dieselben lassen sich daher auf einer Schablone herstellen und werden nachträglich auf den Anker gebracht. Die Schablonenwicklung lässt sich jedoch nur beim mehrpoligen Anker gut ausführen. Bei zweipoligen Maschinen müssen die Spulen, wenn man sie auf den Anker gebracht hat, um eine halbe Nutentiefe zusammengedrückt werden, was die Ausführung erschwert und nur für Spulen mit dünnen Drähten möglich ist. Bei der Schablonenwicklung ist eine aussengelegene Spulenseite stets mit einer innen gelegenen oder umgekehrt verbunden.

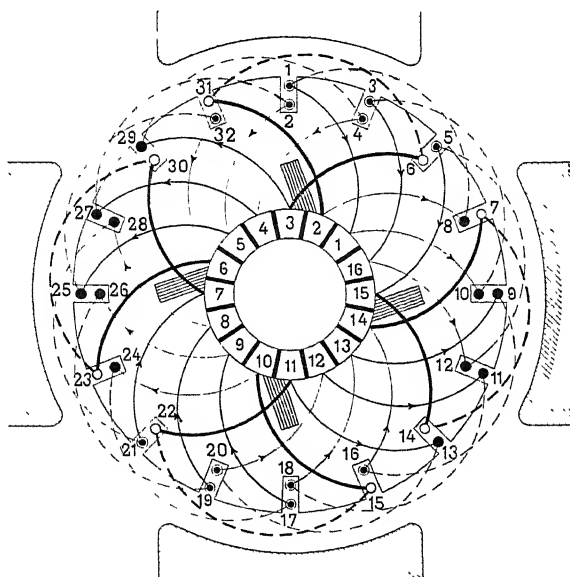


Fig. 92. Nutenanker mit Schleifenwicklung (Schablonenwicklung).

Die Numerierung erfolgt, damit die allgemeine Wicklungsformel auch für Schablonenwicklung gültig ist, wie in Fig. 39 angedeutet. In Fig. 92 ist eine Schablonenwicklung veranschaulicht.

$$s = 32 \quad b = -4 \quad p = 2$$

$$y_1 = \frac{32 - 4}{4} + 2 = 9$$

$$y_2 = \frac{32 - 4}{4} = 7.$$

Je nachdem wir mit der Numerirung mit dem äussern oder innern Draht beginnen, erhalten wir für dieselbe Stabzahl und dieselben Theilschritte zwei verschiedene Wicklungen (s. Fig. 92 und 93). In Fig. 92 liegen die Spulenseiten der kurzgeschlossenen Spulen in verschiedenen Nuten, in Fig. 93 je zwei in derselben Nut.

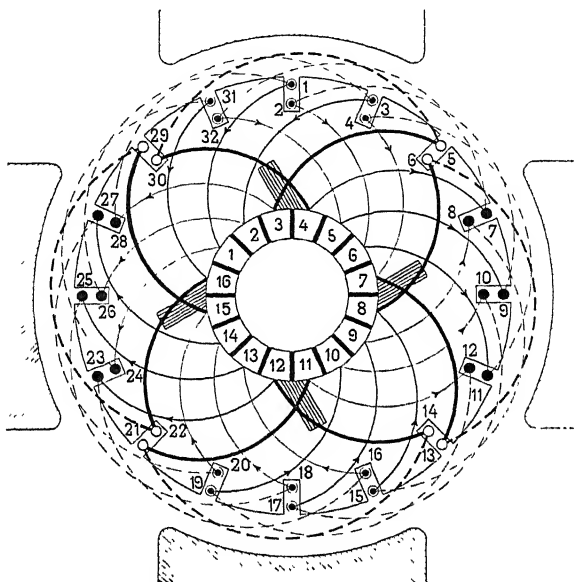


Fig. 93. Nutenanker mit Schleifenwicklung.

Bei Wicklungen für Nutenanker lassen sich demnach zwei Fälle unterscheiden:

1. Zwei Spulenseiten von zwei gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen liegen in derselben Nut (Fig. 93).
2. Die Spulenseiten von gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen liegen in verschiedenen Nuten (Fig. 92).

Da, wie früher schon bemerkt wurde, zwei benachbarte Spulenseiten der kurzgeschlossenen Spulen gleiche Stromrichtung haben, so wird die gegenseitige Induktion im ersten Falle grösser und daher die scheinbare Selbstinduktion kleiner.

In Fig. 94 ist eine normale Schleifenwicklung für einen sechspoligen Trommelanker dargestellt.

Für dieselbe ist

$$s = 90 \quad b = 0$$

$$y_1 = \frac{90}{6} + 2 = 17 \quad y_2 = \frac{90}{6} = 15.$$

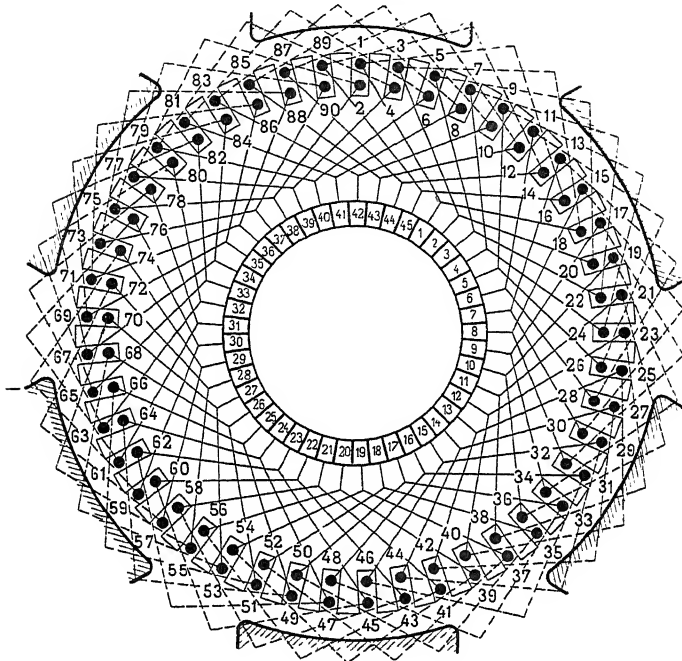


Fig. 94. Nutenanker mit Schleifenwicklung.  $s = 90$ ;  $b = 0$ .

d. Schleifenwicklungen, deren Spulenzahl ein Vielfaches der Nutenzahl ist.

Um einerseits an Raum für die Isolation zu sparen, d. h. Platz für das aktive Material zu gewinnen, und die gegenseitige Induktion der kurzgeschlossenen Spulen zu erhöhen, andererseits eine grössere Nutenweite zu erhalten, die eine kleinere Selbstinduktion der Ankerspulen ergeben, ist es namentlich bei höheren Spannungen vortheilhaft 4, 6 bis 8 Spulenseiten in eine gemeinsame Nut zu legen. In diesem Falle sind die Winkel, um den je zwei auf einander folgende Spulen gegen einander verschoben sind, ungleich. In Fig. 95 sind diese Winkel mit  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  bezeichnet.

Infolgedessen kann bei Maschinen mit schmaler Kommutierungszone der Fall eintreten, dass sich die Bürsten nur für einen Theil der Spulen, z. B. bei 4 Spulenseiten pro Nut nur für die eine Hälfte, funkenfrei einstellen lassen, weil die andere Hälfte um eine halbe Nutentheilung aus der funkenfreien Zone verschoben ist. Es zeigt sich dann eine ungleiche Abnutzung des Kollektors, derart, dass jede zweite Lamelle angefressen oder geschwärzt ist.

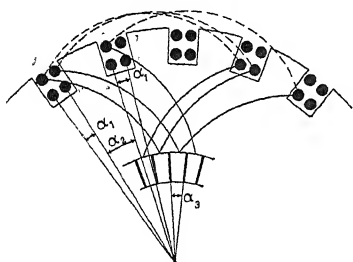


Fig. 95.

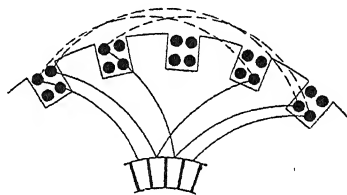


Fig. 96.

Es lässt sich dieser Uebelstand<sup>1)</sup> wie in Fig. 96 dargestellt ist, dadurch vermeiden, dass z. B. je zwei ungeradzahlige Spulenseiten in eine Nut und die zugehörigen geradzahligen Spulenseiten in zwei neben einander liegende Nuten gelegt werden. Die Winkel  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  u. s. f. sind nun einander gleich (s. Fig. 96).

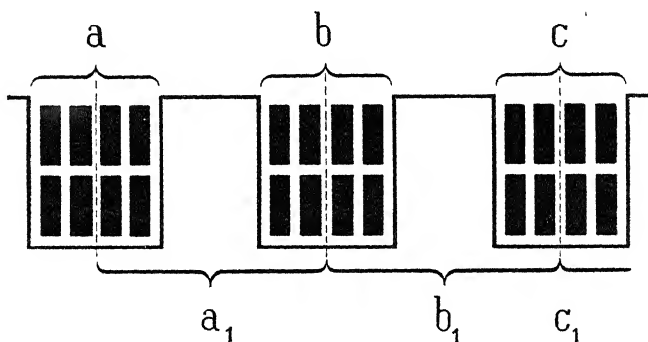


Fig. 97.

Durch diese Anordnung ist das ungleichmässige Kommutieren zweier auf einander folgenden Spulen wohl bedeutend vermindert, aber noch nicht ganz gehoben worden; denn wir haben zwei verschiedene Spulen, kurze und lange, die nicht die gleiche Selbstinduktion besitzen.

<sup>1)</sup> D. R. P. Nr. 105944 der E. A.-G. vorm. Lahmeyer & Co.

Der Patentanspruch bezieht sich nur auf den Fall, in welchem die Spulenzahl doppelt so gross ist als die Nutenzahl. In diesem Falle wird man aber bei richtiger Konstruktion der Maschine meist ohne dieses Hilfsmittel auskommen. Die obige Wicklung lässt sich aber in etwas abgeänderter Form auch anwenden, wenn in einer Nut 8 Spulenseiten liegen, wie Fig. 97 zeigt, indem man die geradzahligten Spulenseiten einerseits in die Nuthen  $a, b, c$  und die entsprechenden ungeradzahligten Spulenseiten nach der Gruppierung  $a_1, b_1, c_1$  auf die betreffenden Nuten vertheilt.

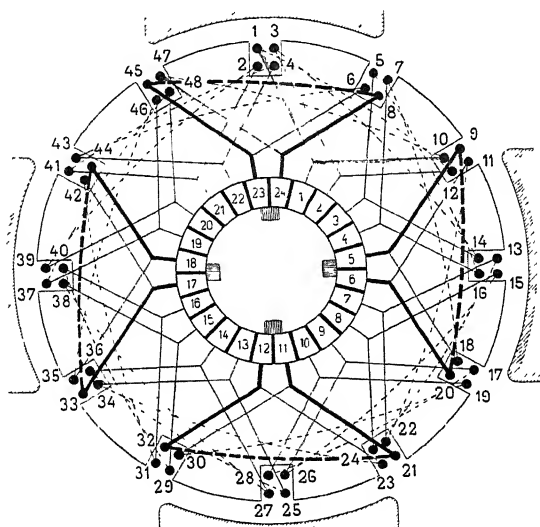


Fig. 98. Nutenanker mit Schleifenwicklung nach dem D.R.P. No. 105 944.  
 $s = 48$ ;  $b = 4$ .

In Fig. 98 ist eine Wicklung nach dem Schema von Fig. 96 aufgezeichnet.

Es ist

$$s = 48 \quad p = 2 \quad K = 24$$

$$\text{Nutenzahl} \quad . \quad . \quad . \quad Z = 12.$$

$$\text{Stabzahl pro Nut} \quad \frac{48}{12} = 4$$

$$y_1 = \frac{48 - 4}{4} - 2 = 9 \quad y_2 = \frac{48 - 4}{4} = 11.$$

Damit nun die einen Spulenseiten von zwei auf einander folgenden Spulen in dieselbe Nut und die andern Spulenseiten in zwei benachbarte Nuten zu liegen kommen, muss die Querverbindung

auf der entgegengesetzten Seite vom Kollektor, also  $y_2$  noch der Bedingung genügen, dass dieser Schritt gleich einem Vielfachen der Stäbe pro Nut vermehrt um drei sein muss. In diesem Beispiele ist

$$y_2 = 11 = 2 \cdot 4 + 3.$$

e. Trommelanker mit Parallelschaltung und Aequipotentialverbindungen.

Der Zweck und die Wirkungsweise der Verbindungen ist auf S. 77 erörtert worden. Werden alle Bürsten aufgelegt, so genügt

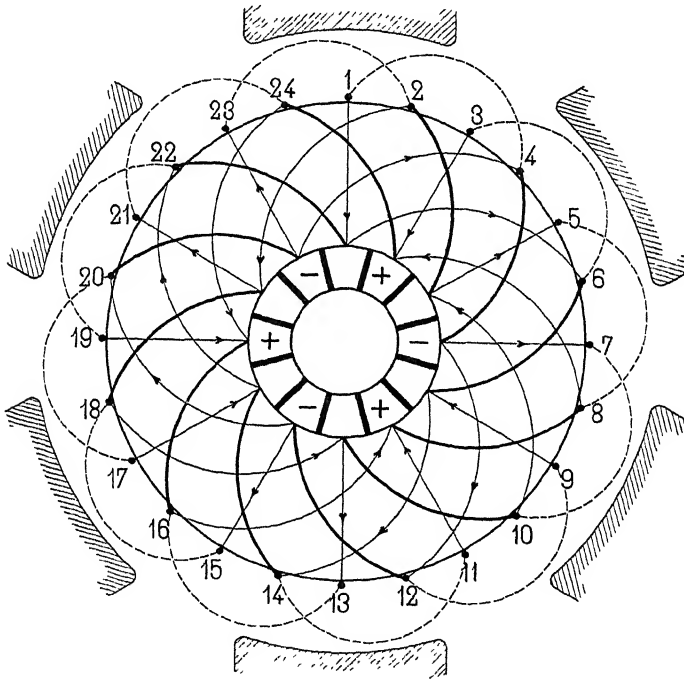


Fig. 99. Trommelanker mit Schleifenwicklung und Aequipotentialverbindungen.

es vollkommen, nur einen Theil der Lamellen, z. B. die Hälfte,  $\frac{1}{3}$  oder  $\frac{1}{6}$  mit Aequipotentialverbindungen zu versehen. In Fig. 99 ist ein Schema entworfen, wo

$$p = 3; \quad s = 24; \quad b = -6; \quad K = 12$$

$$y_1 = \frac{24 - 6}{6} + 2 = 5; \quad y_2 = \frac{24 - 6}{6} = 3.$$

Die Aequipotentialverbindungen dieser Wicklung sind alle gleich gross. Es ist nach S. 61

$$y_p = \frac{K}{p}$$

$$y_{p1} = y_{p2} = y_{p3} = \frac{12}{3} = 4.$$

Wir haben also Lamelle 1 (unter dem Stabe 1 liegend) mit Lamelle 5, diese mit Lamelle 9 und 9 wieder mit 1 zu verbinden; dann Lamelle 2 mit Lamelle 6, 6 mit 10 und 10 mit 2 u. s. w. Statt dass wir nun z. B. die erste Lamelle direkt mit der fünften verbinden, können wir die Aequipotentialverbindungen auch so legen, dass Lamelle 5 mit Stab 6 verbunden ist. Dies ist zulässig, da Stab 6 mit Lamelle 1 direkt in Verbindung steht. In Fig. 99 sind die Aequipotentialverbindungen durch dickere Striche hervorgehoben. Die geraden radialen Stäbe liegen in der einen, die rechts abgebogenen Querverbindungen in der zweiten und die links abgebogenen Aequipotentialverbindungen in der dritten Ebene. Die Verbindungen auf der hinteren Seite der Trommel sind der Deutlichkeit wegen nach aussen verlegt worden. Die Stromrichtung in den Aequipotentialverbindungen ist unbestimmt und daher nicht eingezeichnet.

Die grossen Maschinen der Aluminiumwerke Neuhausen und Rheinfelden, ausgeführt von der Maschinenfabrik Oerlikon, sind nach dem Schema von Fig. 99 ausgeführt worden.

### 34. Trommelanker mit mehrfacher Parallelschaltung.

Diese Wicklung ist eine Schleifenwicklung. Bezüglich derselben sei auf das auf Seite 20 u. f. Gesagte verwiesen. Da  $a = mp$  ist, so gilt für die Schleifenwicklung

$$y_1 = \frac{s \pm b}{2p} \pm 2m; \quad y_2 = \frac{s \mp b}{2p};$$

$$y_k = \pm m.$$

Der Werth von  $b$  muss so gewählt sein, dass  $y_1$  und  $y_2$  ganzzahlig und ungerade werden. Die Wicklung ist einfach geschlossen, wenn  $y_k$  und  $K$  theilerfremd sind.

Wir erhalten z. B. für

$$s = 48; \quad m = 2; \quad p = 3; \quad b = 6.$$



$$y_1 = \frac{48 + 6}{6} - 4 = 5; \quad y_2 = \frac{48 + 6}{6} = 9;$$

$$y_k = -2; \quad K = \frac{s}{2} = 24.$$

Da  $y_k$  und  $K$  den gemeinschaftlichen Theiler 2 haben, so ist die Wicklung zweifach geschlossen. Ist dagegen z. B.

$$s = 46; \quad m = 2; \quad p = 3; \quad b = 8;$$

so wird

$$y_1 = \frac{46 + 8}{6} - 4 = 5;$$

$$y_2 = \frac{46 + 8}{6} = 9;$$

$$y_k = -2;$$

$$K = 23.$$

Diese Wicklung ist nur einfach geschlossen.

In Fig. 32 haben wir eine solche Wicklung. Dasselbst ist

$$s = 34; \quad p = 2; \quad m = 2; \quad b = 2.$$

$$y_1 = \frac{34 + 2}{4} - 4 = 5; \quad y_2 = \frac{34 + 2}{4} = 9$$

Die mehrpoligen Anker mit mehrfacher Parallelschaltung besitzen den Nachtheil, dass bei unsymmetrischem Magnetfelde starke innere Ströme in erhöhtem Maasse auftreten (s. Seite 75), man ersetzt daher diese Wicklung besser, sofern es für die gegebenen Verhältnisse möglich ist, durch die Reihenparallelschaltung des Verfassers (s. Seite 141).

### 35. Trommelanker mit Reihenschaltung.

Diese Wicklungen können nur mit Wellenwicklung ausgeführt werden. Für dieselbe gilt

$$y_1 + y_2 = \frac{s + 2}{p}$$

$$y_k = \frac{K + 1}{p}$$

$$K = \frac{s}{2} \quad y_k = \frac{y_1 + y_2}{2}$$

$y_k$  und  $K$  müssen theilerfremd, die Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  ungerade sein, infolgedessen muss  $s$  so gewählt werden, dass  $\frac{s+2}{p}$  gerade wird.  $y_1$  und  $y_2$  können gleich oder verschieden sein. Wird  $y_1$  verkleinert, so vergrössert sich  $y_2$ , weil die Summe von  $y_1$  und  $y_2$  konstant bleiben muss. Verschiedene Theilschritte haben auf die Wicklung und ihre Wirkungsweise Einfluss, hierüber Seite 50.

Die grösste Spannungsdifferenz zwischen benachbarten Spulen wird gleich oder nahezu gleich der vollen Spannung zwischen einer positiven und einer negativen Bürste.

Die Zahl der Bürsten kann für eine beliebige Polzahl gleich zwei sein, kann aber immer bis auf  $2p$  erhöht werden.

In letzterem Falle wird sich, wie schon auf Seite 109 erörtert wird, der Strom im allgemeinen nicht gleichmässig auf alle Bürsten verteilen, und bei Anwendung von  $2p$  Bürsten wird die Gefahr der Ueberlastung einer Bürste um so grösser, je grösser  $p$  ist. Da für  $\alpha=1$  Aequipotentialverbindungen nicht angebracht werden können, kann dieser Uebelstand auch nicht beseitigt werden, die Bürsten sind daher reichlicher als bei der zwangsläufigen Stromvertheilung eines mehrpoligen Parallelankers zu dimensioniren.

Beispiele. In Fig. 100 ist für

$$p=3 \quad s=44 \quad K=22$$

ein Schema aufgezeichnet. In demselben ist

$$y_1 + y_2 = \frac{44-2}{3} = 14$$

$$y_1 = y_2 = 7$$

$$y_k = \frac{22-1}{3} = 7.$$

Es sind alle 6 Bürsten aufgelegt; die kurzgeschlossenen Spulen sind durch starke Linien hervorgehoben. Die negativen Bürsten  $A_1$ ,  $A_2$  und  $A_3$  sind durch die kurzgeschlossenen Spulen 41—4, 43—6, 13—20 und 27—34, die positiven Bürsten  $B_1$ ,  $B_2$  und  $B_3$  durch die kurzgeschlossenen Spulen 5—12, 19—26, 21—28 und 35—42 direkt leitend unter sich verbunden. Die übrigen Spulen bilden die zwei Ankerstromzweige

$$A_2-36-29-22-15-8-1-38-31-24-17-10-3-40-33-B_3$$

$$A_3-11-18-25-32-39-2-9-16-23-30-37-44-7-14-B_2$$

In diesem Beispiele wird eine gleichmässige Stromvertheilung auf alle Bürsten nur dann stattfinden, wenn die Uebergangswider-

stände derselben gleich sind. Sind dieselben verschieden, so wirken die kurzgeschlossenen Spulen wie Ausgleich- oder Aequipotentialleitungen, und der Strom vertheilt sich in der Weise auf die Bürsten, dass bei allen gleicher Spannungsverlust auftritt.

Die Kurzschlussstromkreise werden jeweils durch eine Spule und eine Verbindung von zwei gleichnamigen Bürsten gebildet.

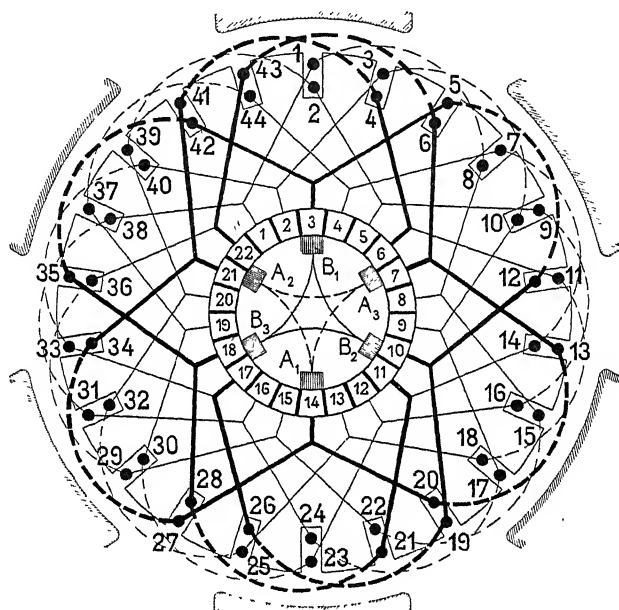


Fig. 100. Nutenanker mit Reihenschaltung.  $p=3$ ;  $s=44$ ;  $y_1=y_2=7$ .

Vermindern wir die Bürstenzahl auf zwei, indem wir in Fig. 100 die Bürsten  $A_1$ ,  $A_2$  und  $B_1$ ,  $B_2$  fortlassen, so sind zunächst die Spulen 43—6 und 21—28 nicht mehr kurzgeschlossen, und wir erhalten nur noch zwei Kurzschlussstromkreise, nämlich

$$\begin{aligned} A_3 - 4 - 41 - 34 - 27 - 20 - 13 - A_3 \\ B_3 - 26 - 19 - 12 - 5 - 42 - 35 - B_3 \end{aligned}$$

Es sind nun drei oder allgemein  $p$  Spulen im Kurzschlussstromkreise in Serie geschaltet, und die Selbstinduktion desselben ist grösser geworden. Für mehrpolige Maschinen gilt auch hier die auf Seite 109 ausgesprochene Regel.

Wenn  $y_1$  und  $y_2$  nicht mehr gleich gross sind, sondern  $y_2 < y_1$  gewählt wird, so bekommen wir eine Reihenschaltung mit verkürzter Spulenweite. Die Spulenweite ist von Einfluss auf die

Lage der kurzgeschlossenen Spulen. In Fig. 100 ist dieselbe unverkürzt; die kurzgeschlossenen Spulen sind deshalb benachbart.

In Fig. 101 und Fig. 102 haben wir zwei Schemas von derselben Stabzahl und Polzahl, aber verschiedener Spulenweite.

Es ist

$$p = 2 \quad s = 38$$

$$y_1 + y_2 = \frac{38 \pm 2}{2} = \begin{matrix} 20 \\ 18 \end{matrix}$$

Sollen in den einzelnen Ankerstromkreisen keine sich entgegenwirkende EMK entstehen, so muss  $y_2$  grösser als die Polbreite sein.

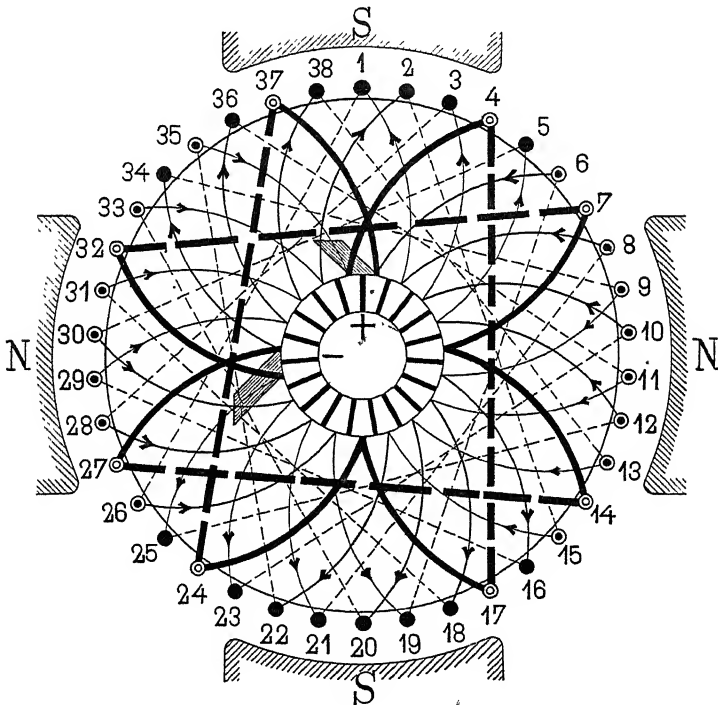


Fig. 101. Vierpolige Reihenschaltung mit  $s = 38$ ,  $y_1 = 7$ ,  $y_2 = 13$ .

Unter dieser Bedingung ergeben sich für die Wicklung mit  $p = 2$ ,  $s = 38$  folgende Möglichkeiten:

$$y_1 + y_2 = 20.$$

1) $y_1 = 9$ ;	$y_2 = 11$	} $y_k = 10$
2) $y_1 = 11$ ;	$y_2 = 9$	
3) $y_1 = 7$ ;	$y_2 = 13$	
4) $y_1 = 13$ ;	$y_2 = 7$	

$$y_1 + y_2 = 18$$

$$\left. \begin{array}{l} 5) y_1 = 9; \quad y_2 = 9 \\ 6) y_1 = 7; \quad y_2 = 11 \\ 7) y_1 = 11; \quad y_2 = 7 \end{array} \right\} y_k = 9.$$

Alle diese Schritte erfüllen die Bedingungsgleichung für  $y_1 + y_2$ .

Der Fall No. 3 ist in Fig. 101, und der Fall No. 7 in Fig. 102 dargestellt.

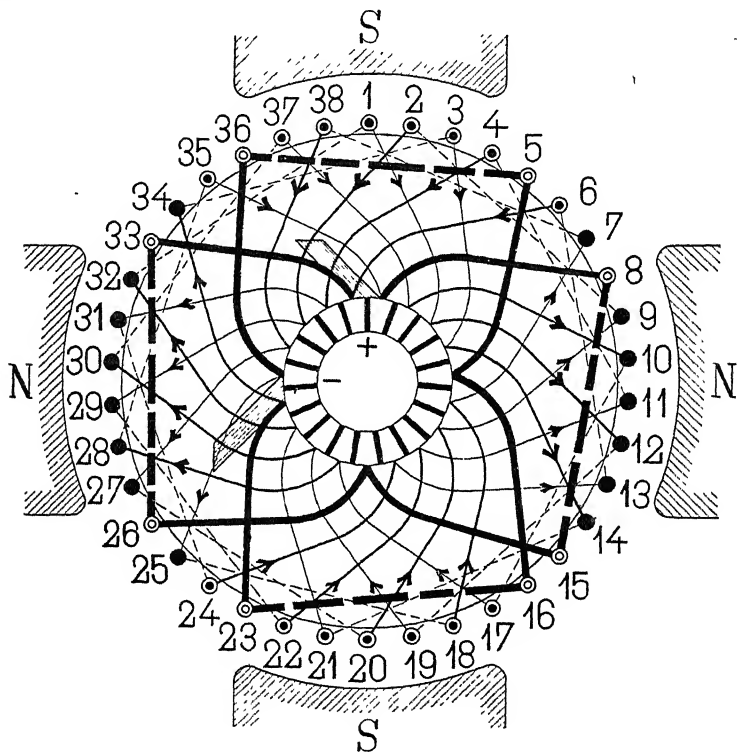


Fig. 102. Vierpolige Reihenschaltung mit  $s = 38$ ,  $y_1 = 11$ ,  $y_2 = 7$ .

Bemerkenswerth ist, dass in denjenigen Stäben, welche zwischen zwei kurzgeschlossenen Spulen liegen, d. h. z. B. in Fig. 102,

in 6 und 7  
 „ 24 „ 25  
 „ 34 „ 35

der Strom entgegengesetzte Richtung hat. Die Rückwirkung dieser Stäbe auf die Feldmagnete hebt sich daher gegenseitig auf.

Bei der Vornahme der Verkürzung der Spulenweite ist jedoch zu beachten, dass eine zu grosse Verkürzung zu einer schmalen funkenfreien Zone für die Bürsten führt und dass ausserdem, wenn in die Fläche einer Windung nicht mehr der totale Kraftfluss pro Pol eintritt, die EMK der Maschine verkleinert wird.

Von Nachtheil ist ferner, dass bei verkürztem Schritte die kurzgeschlossenen Spulen nicht in derselben Nut liegen, wodurch die gegenseitige Induktion derselben bedeutend verkleinert wird.

Da der Nutenanker vor dem glatten Anker grosse Vortheile hat, so werden heutzutage meistens nur Nutenanker gebaut. Wird die Wicklung aus einzelnen Stäben oder Formspulen hergestellt, so kann man eine symmetrische Anordnung erreichen. In diesem Falle ist stets eine aussen gelegene Spulenseite mit einer innen gelegenen verbunden, infolge dessen hat die Numerirung so zu erfolgen, wie dies in Fig. 39 oder 100 angedeutet ist.

Um an Raum, der für die Isolation der Nuten verloren geht, zu sparen, um die Nutenzahl mit Rücksicht auf die Herstellung der Ankerbleche zu vermindern und um die scheinbare Selbstinduktion der Ankerspulen zu verkleinern, ist es oft zweckmässig, 4, 6 und sogar mehr Spulenseiten in einer Nut unterzubringen. Bezeichnet  $u_n$  die Zahl der Spulenseiten pro Nut und  $Z$  die Zahl der Nuten, so kann der Fall eintreten, dass für den gewünschten Werth von  $u_n \cdot Z$  nicht  $= s$  sein kann, da  $Z$  eine ganze Zahl ist und der Werth von  $s$  der Schaltungsregel entsprechen muss. — Ist z. B.

$$p = 2 \quad K = 87 \quad s = 174,$$

so wird für  $u_n = 6 \quad Z = \frac{174}{6} = 29,$

dagegen für  $u_n = 4 \quad Z = \frac{174}{4} = 43,5.$

Wir müssen daher im letzten Falle  $Z = 44$  machen; es erhält dann eine Nut nur zwei Spulenseiten. Diese Unsymmetrie hat keine nachtheiligen Folgen.

**Die Reihenschaltung mit vermehrter Kollektorlamellenzahl.** Schon bei den Ringwicklungen mit vermehrter Kollektorlamellenzahl ist darauf hingewiesen worden, dass es unter Umständen zweckmässig ist, die Wicklung mit möglichst geringer Spulenzahl auszuführen. Um nun doch diejenige Kollektorlamellenzahl zu erhalten, welche erforderlich ist, damit die Spannungsdifferenz zwischen benachbarten Lamellen und der Zahl der Spulen, welche gleichzeitig durch die Bürsten kurzgeschlossen werden, die gewünschten

Grenzen nicht überschreiten, muss die Zahl der Kollektorlamellen grösser als  $\frac{s}{2}$  sein. Die Zahl derselben kann auf das 2, 3 oder  $p$  fache von  $\frac{s}{2}$  gebracht werden, oder allgemein

$$K = n' \cdot \frac{s}{2},$$

wo  $n'$  eine ganze Zahl sein muss und alle Werthe von 1 bis  $p$  annehmen kann.

In Fig. 103 ist eine 6 polige Wicklung mit  $2 \cdot \frac{s}{2}$  Kollektorlamellen dargestellt.

Es ist  $s = 32 \quad p = 3 \quad K = 2 \cdot 16 = 32 \quad n' = 2$

$$y_1 + y_2 = \frac{32 - 2}{3} = 10$$

$$y_1 = y_2 = 5$$

$$y_k = \frac{2 \cdot (16 - 1)}{3} = 10.$$

Je zwei Lamellen, welche um eine doppelte Poltheilung  $\frac{K}{p}$  von einander entfernt liegen, sind mit einander zu verbinden. In der Fig. 103 ist dies für zwei Lamellen durch eine punktirte Verbindung im Innern des Kollektors angedeutet. Statt dessen können die Querverbindungen auch ausserhalb des Kollektors gelegt und, wie in der Fig. 103 durch kleine Kreise angedeutet ist, in den Stirnverbindungen angebracht werden.

Wenn  $K$  durch  $p$  nicht theilbar ist, so muss  $\frac{K}{p}$  auf die nächste ganze Zahl abgerundet werden. In Fig. 103 ist

$$\frac{K}{p} = \frac{32}{3} \sim 11.$$

Die Zahl der Ankerstäbe, welche von den Bürsten gleichzeitig kurzgeschlossen werden, ist

$$= \frac{s \cdot 2p}{K} = \frac{s \cdot 2p}{2 \cdot \frac{s}{2}} = 2p = 6.$$

In der gezeichneten Stellung schliesst die eine Bürste die Stäbe 30 und 3 und die andere Bürste die Stäbe 4, 9, 14 und 19 kurz.

Im nächsten Momente werden durch die erste Bürste 4 Stäbe und durch die zweite nur 2 Stäbe kurzgeschlossen.

Diese Unsymmetrie fällt weg, wenn  $\frac{p}{n'}$  eine ganze Zahl ist. Ist  $n' = p$ , und legen wir sämtliche Kollektorverbindungen innerhalb des Kollektors, so sind je  $p$  Kollektorsegmente unter sich

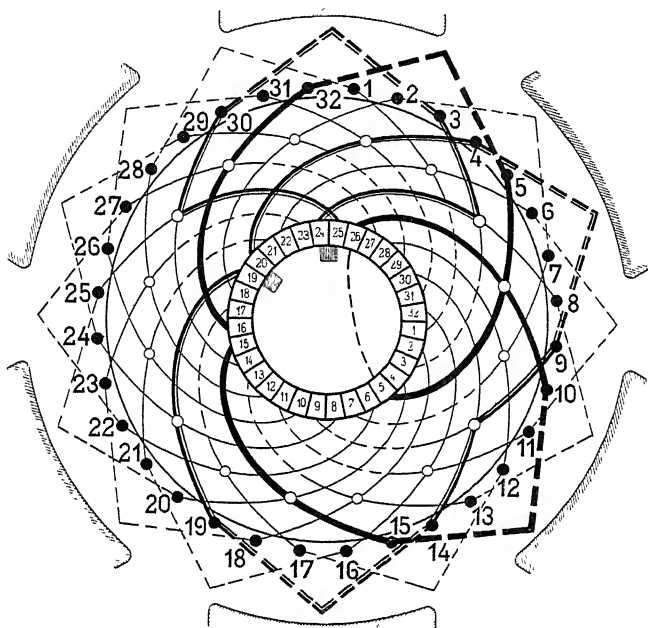


Fig. 103. Reihenschaltung mit verdoppelter Kollektorlamellenzahl  
 $s = 32$ ,  $K = 32$ ,  $p = 3$ .

kurzgeschlossen. Die Schritte dieser Verbindungen sind alle ungefähr gleich der doppelten Polteilung, und die Summe derselben ist gleich der Kollektorlamellenzahl  $K = n' \frac{s}{2}$ .

Je zwei Lamellen einer solchen Gruppe sind mit der Wicklung durch Querverbindungen in Zusammenhang und zwar eine mit dem Ende einer Spule und die andere mit dem Anfang der im Schema folgenden Spule.

Die Zahl der Stäbe, die bei einer solchen Wicklung von den Bürsten gleichzeitig kurzgeschlossen werden, ist

$$\frac{s \cdot 2p}{K} = \frac{s \cdot 2p}{n' \cdot \frac{s}{2}} = \frac{4p}{n'},$$



d. h. je grösser  $n'$ , desto weniger Stäbe werden gleichzeitig kurzgeschlossen, was für die Kommutation von Vortheil sein kann, weil dadurch die Selbstinduktion des Kurzschlussstromkreises vermindert wird, dagegen ist es ungünstig, dass die Zeitdauer des Kurzschlusses verkleinert wird.

**Reihenschaltung mit verminderter Kollektorlamellenzahl.** Ist die Zahl der Spulenseiten ein Vielfaches von 4, 6, 8 u. s. f., so lässt sich die Zahl der Kollektorlamellen einer Wicklung, bei der  $K = \frac{s}{2}$  ist, auf  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{1}{4}$  u. s. f. vermindern. In Fig. 104 ist für  $s = 44$   $p = 3$   $K = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{s}{2}\right) = 11$  eine solche Wicklung dargestellt. Man kann sich dieselbe aus einer Wicklung mit  $K = \frac{s}{2}$

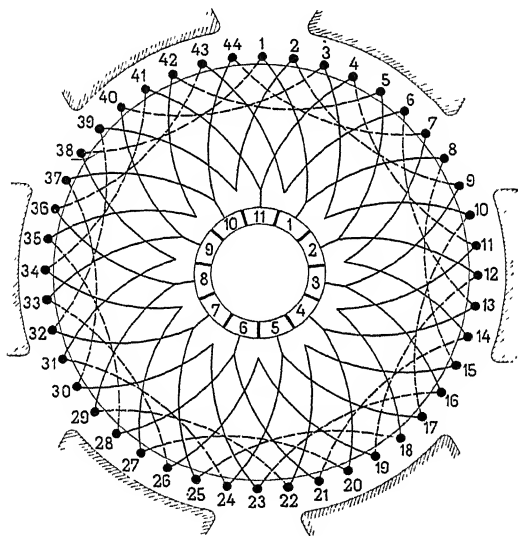


Fig. 104. Reihenschaltung mit verminderter Kollektorlamellenzahl  
 $s = 44$ ,  $K = 11$ ,  $p = 3$ .

entstanden denken, indem man jede zweite Lamelle fortlässt und die Verbindungen dieser Lamellen mit der Wicklung entfernt. — Auch aus der allgemeinen Schaltungsformel

$$y_1 + y_2 + \dots y_0 = \frac{f's + 2ua}{2p}$$

geht diese Wicklung hervor, wenn man  $f = 4$  und  $u = 4$  setzt. Ein Wicklungselement besteht jetzt aus 4 Spulenseiten, und der resultierende Schritt  $y$  umspannt vier Poltheilungen.

Es wird

$$y_1 + y_2 + y_3 + y_4 = \frac{4 \cdot 44 - 2 \cdot 1 \cdot 4}{6} = 28$$

$$y_1 = y_2 = y_3 = y_4 = 7$$

$$y_k = \frac{28}{4} = 7.$$

### 36. Trommelanker mit Reihenparallelschaltung.

Mehrpole Maschinen für grössere Leistungen sollen wenn möglich Stabwicklung erhalten; denn der Aufbau einer Stabwicklung ist einfacher und mechanisch vollkommener als eine Drahtwicklung. Die einzelnen Stäbe lassen sich sorgfältiger und besser isoliren und sind für Reparaturen leichter zugänglich als Drahtspulen. Ausserdem wird für die Isolation von weniger dicken Stäben weniger Raum beansprucht als für viele Drähte von kleinem Querschnitte, und man gelangt infolgedessen zu kleineren Dimensionen der Maschine.

Die Stromstärke eines Ankerstromzweiges ist allgemein

$$i_a = \frac{J_a}{2a}$$

Es kann nun der Fall eintreten, dass die Stromstärke bei gegebener Polzahl für eine Schleifenwicklung mit  $2p$  Ankerstromzweigen pro Armaturstromzweig zu klein und die Drahtzahl zu gross ausfällt, um die Wicklung mit Stäben ausführen zu können. Versuchen wir es aber mit der Reihenschaltung, die nur zwei Ankerstromzweige besitzt, so ergibt sich eine zu grosse Stromstärke für jeden Zweig bzw. eine zu kleine Kollektorlamellenzahl. In einem solchen Falle hilft die Reihenparallelschaltung mit einer Anzahl von Ankerstromzweigen, die grösser als 2, aber kleiner als  $2p$  ist, über jede Schwierigkeit hinweg.

Die Reihenparallelschaltung gewährt somit den Vorzug, dass die Zahl der Ankerstromzweige unabhängig von der Polzahl als beliebiges Vielfache von 2 gewählt und in allen Fällen ein für die Ausführung und die Dimensionierung der Maschine günstiger Stabquerschnitt erhalten werden kann.

Der Verfasser hat diese Wicklung zuerst in der Maschinenfabrik Oerlikon i. J. 1891 für 4- und 6polige Maschinen angewandt, und seither sind auch von anderen Firmen, insbesondere von der E. A.-G. vormals Lahmeyer & Co. grosse vielpolige

Maschinen mit dieser Schaltung, und zwar mit vorzüglichem Erfolge ausgeführt worden.

Wie Seite 63 gezeigt worden ist, müssen wir unterscheiden

1. symmetrische Reihenparallelschaltungen, für welche  $p:a$  eine ganze Zahl ist,
2. unsymmetrische Reihenparallelschaltungen, für welche  $p:a$  keine ganze Zahl ist.

Die unsymmetrischen Wicklungen sind durchaus zu vermeiden, weil eine Unsymmetrie die Belastungsgrenze der Maschine herabsetzt.

Eine Wicklung, für welche  $p$  durch  $a$  theilbar ist, ist symmetrisch, es lässt sich daher eine symmetrische Wicklung für beliebige Werthe von  $p$  und  $a$  erreichen, wenn die Wicklung so oft geschlossen wird,

dass für jede der einfach geschlossenen Wicklungen  $\frac{p}{a}$  eine ganze Zahl ist, z. B.:

für $p=6$	$a=3$	muss die Wicklung 1	oder 2fach	geschlossen
„ $p=6$	$a=4$	„ „ „	2 „ 4	„ „
„ $p=6$	$a=5$	„ „ „	5	„ „
„ $p=6$	$a=6$	„ „ „	1, 2, 3 od. 6	„ „
„ $p=6$	$a=7$	„ „ „	7 fach geschlossen sein,	

damit die Wicklung symmetrisch ist.

Wenn wir die verlangte Bedingung erfüllen, so ist  $K:a$  immer eine ganze Zahl. Wir können daher sagen: Eine Reihenparallelschaltung sollte immer so entworfen werden, dass  $K:a$  eine ganze Zahl ist.

Da eine einfach geschlossene, symmetrische Wicklung besser ist als eine mehrfach geschlossene, so ist die Zahl der Schliessungen möglichst klein zu machen.

Die symmetrischen Wicklungen haben zugleich den Vorzug, dass sie sich für die Ausführung von Aequipotentialverbindungen besser eignen, da wir, wie auf Seite 67 gezeigt wurde, in diesem Falle keine überzähligen Spulen erhalten.

Die Erfahrung hat gezeigt, dass bei vielpoligen Maschinen mit Reihenparallelschaltung und zwar auch bei symmetrischer Wicklung, Aequipotentialverbindungen von grossem Vortheil sind, obwohl die Reihenparallelschaltung gegen Unsymmetrien der Magnetfelder weniger empfindlich ist als die Parallelschaltung.

Maschinen, die ohne solche Verbindungen stark feuerten, liefen nach Anbringung derselben noch mit grossen Ueberlastungen vollkommen tadellos bei unveränderlicher Bürstenstellung, und zwar

genügt es, wenn nur jede 4te bis 8te oder noch weniger Lamellen an eine Aequipotentialverbindung angeschlossen werden.

Die Schwierigkeiten, die den Reihenparallelankern noch anhafteten und manchen Konstrukteur veranlassten Parallelanker auszuführen, sind damit vollständig überwunden worden. Eine richtig entworfene Maschine mit Reihenparallelwicklung bewährt sich vorzüglich.

Nach Seite 37 gelten für die Reihenparallelschaltung folgende Formeln:

$$y_1 + y_2 = \frac{s \pm 2a}{p}$$

$$y_k = \frac{K \pm a}{p}$$

$$K = \frac{s}{2}; \quad y_k = \frac{y_1 + y_2}{2}.$$

$y_1$  und  $y_2$  müssen ungerade sein; somit muss  $s$  einen solchen Werth haben, dass  $\frac{s \pm 2a}{p}$  eine ganze gerade Zahl ergibt. Damit die Wicklung einfach geschlossen ist, dürfen  $y_k$  und  $K$  keinen gemeinschaftlichen Theiler haben. Ueber die Wahl der Werthe für  $y_1$  und  $y_2$  verweise ich auf das auf Seite 50 u. 134 Gesagte.

Trommelanker mit Reihenparallelschaltung des Verfassers  
und  $a < p$ .

1. Beispiel. Als erstes Beispiel diene Fig. 102 mit den Annahmen

$$p = 4; \quad a = 2; \quad s = 76; \quad K = 38$$

$$y_1 + y_2 = \frac{76 - 4}{4} = 18; \quad y_1 = y_2 = 9$$

$$y_k = \frac{38 - 2}{4} = 9.$$

Diese Wicklung ist einfach geschlossen, weil  $y_k$  und  $K$ , oder  $y_k$  und  $a$ , keinen gemeinschaftlichen Theiler haben; ausserdem ist die Wicklung symmetrisch, da  $\frac{p}{a}$  eine ganze Zahl ergibt. Die 4 Ankerstromzweige dieser Wicklung in der gezeichneten Stellung sind

$$\begin{array}{l} B_1 \begin{cases} 74-65-56-47-38-29-20-11-2-69-60-51-42-33-A_3 \\ 5-14-23-32-41-50-59-68-1-10-19-28-37-46-A_4 \end{cases} \\ B_3 \begin{cases} 43-52-61-70-3-12-21-30-39-48-57-66-75-8-A_2 \\ 36-27-18-9-76-67-58-49-40-31-22-13-4-71-A_1 \end{cases} \end{array}$$

Kurzgeschlossen sind folgende Spulen:

7—16, 25—34, 45—54, 63—72, 15—24, 73—6, 64—55, 62—53,  
44—35, 26—17.

2. Beispiel. Wir nehmen an, die Berechnung einer Maschine hätte folgende Werthe ergeben:

$$p=8; \quad a=6; \quad s=410.$$

Der durch Rechnung gefundene Werth von  $s$  genügt nicht immer der Wicklungsformel; er muss deshalb durch Vergrössern

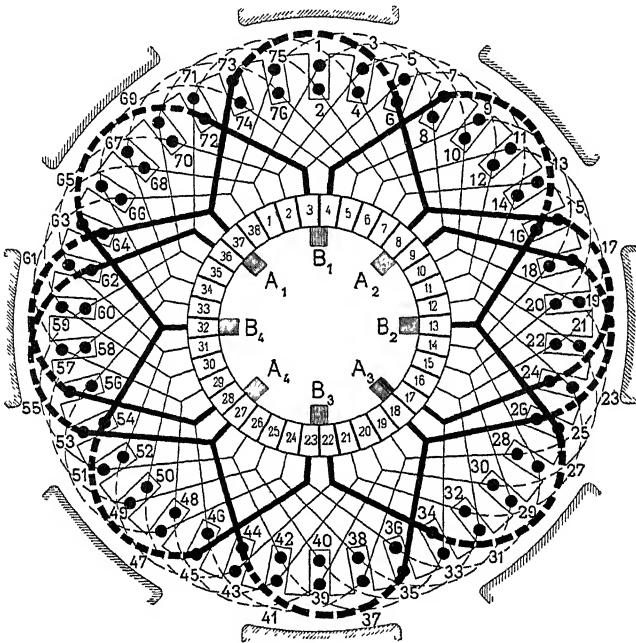


Fig. 105. Reihenparallelschaltung mit  $p=4$ ;  $a=2$ ;  $K=38$ .

der Wicklungsformel angepasst werden. Der Werth 410 ist nicht brauchbar; der diesem am nächsten gelegene Werth, welchen wir verwenden können, ist 412. Für diesen bekommen wir

$$y_1 + y_2 = \frac{412 - 12}{8} = 50$$

$$y_1 = y_2 = 25$$

$$y_k = \frac{206 - 6}{8} = 25.$$

Diese Wicklung ist einfach geschlossen und unsymmetrisch. Damit dieselbe symmetrisch wird, muss sie in drei einfach geschlossene Wicklungen mit  $a' = 2$  zerlegt werden. Dies ist nur möglich, wenn  $y_k$  und  $a$  oder  $y_k$  und  $K$  als grössten gemeinschaftlichen Theiler den Faktor 3 haben. Der dem 412 nächst gelegene Werth von  $s$ , welcher alle diese Bedingungen erfüllt, ist 420.

$$y_1 + y_2 = \frac{420 + 12}{8} = 54$$

$$y_1 = y_2 = 27$$

$$y_k = \frac{y_1 + y_2}{2} = 27.$$

3. Beispiel. Es sei

$$p = 5; \quad a = 4.$$

Da  $p$  und  $a$  keinen gemeinschaftlichen Theiler haben, so können wir nur mit einer 4fach geschlossenen Wicklung die geforderte

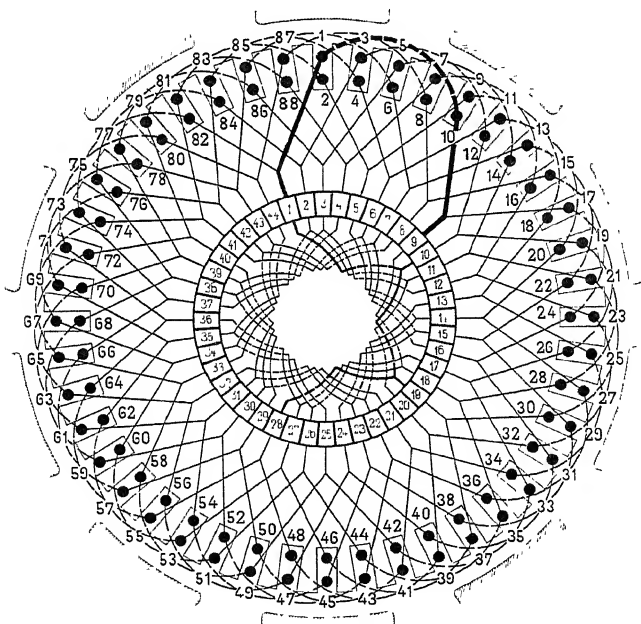


Fig. 106. Reihenparallelschaltung.  $p = 5$ ;  $a = 3$ ;  $s = 88$ ;  $y_1 = 9$ ;  $y_2 = 7$ .

Symmetrie erlangen.  $y_k$  und  $a$  müssen also den grössten gemeinschaftlichen Theiler 4 besitzen.

Dieser Bedingung entspricht z. B.

$$y_k = 8; \quad y_1 = 9; \quad y_2 = 7;$$

es wird

$$K = 5 \cdot 8 + 4 = \begin{matrix} 36 \\ 44 \end{matrix} \quad \text{oder} \quad s = \begin{matrix} 72 \\ 88 \end{matrix}.$$

In Fig. 106 ist dieses Schema für  $K=44$  dargestellt, und es sind zugleich die Aequipotentialverbindungen eingezeichnet. Für diese ist

$$y_p = x \cdot y_k + 1.$$

Wir wählen

$$x_1 = 1; \quad x_2 = 1; \quad x_3 = 1; \quad x_4 = 2.$$

Es wird dann

$$\begin{aligned} y_{p_1} = y_{p_2} = y_{p_3} &= 1 \cdot 8 + 1 = 9 \\ y_{p_4} &= 2 \cdot 8 + 1 = 17 \\ \sum y_p &= 3 \cdot 9 + 17 = 44 = K. \end{aligned}$$

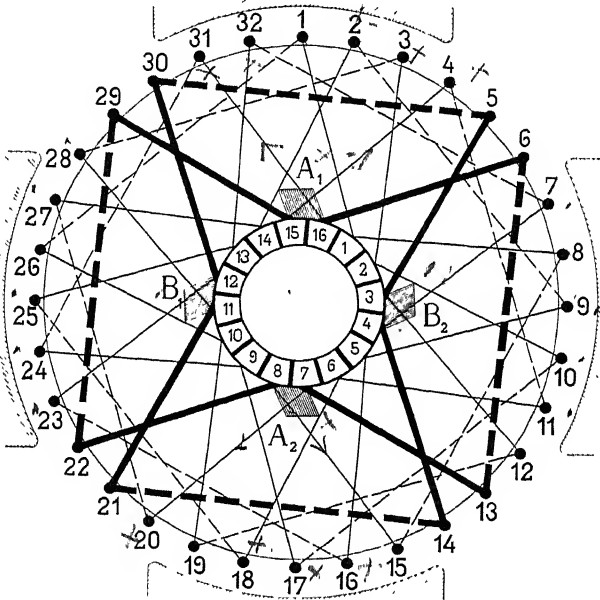


Fig. 107. Reihenparallelschaltung mit  $a=p$ ;  $s=32$ ;  $y_1=y_2=7$ .

In der Fig. 106 ist der lange Schritt  $y_{p_4}=17$  nicht ausgeführt, da je 4 Lamellen auch ohne denselben leitend verbunden sind.

Trommelanker mit Reihenparallelschaltung des Verfassers und  $a=p$ . Diese Wicklung bietet Ersatz für die gewöhnliche Parallelschaltung mit Schleifenwicklung.

Es wird

$$y_1 + y_2 = \frac{s}{p} \pm 2.$$

Der Schritt  $y_1$  kann immer gleich  $y_2$  gemacht werden. Für Trommelanker mit Stabwicklung wird dann die Kröpfung der Stäbe auf der hintern und vordern Seite der Armatur gleich, was für die Fabrikation angenehm ist, insbesondere wenn die Querverbindungen für sich hergestellt werden.

In Fig. 107 ist ein vierpoliges Schema mit den Annahmen

$$s = 32; \quad y_1 + y_2 = \frac{32}{2} \pm 2 = \begin{matrix} 18 \\ 14 \end{matrix}$$

$$\text{für} \quad y_1 = y_2 = 7$$

entworfen. Es ist 1 mit  $1 + 7 = 8$  und 8 mit  $8 + 7 = 15$  u. s. f. verbunden.

Für die angenommene Lage des Ankers erhalten wir die vier Kurzschlussstromkreise

$$\begin{aligned} A_1 - 29 - 22 - A_2 - A_1 \\ A_1 - 6 - 13 - A_2 - A_1 \\ B_1 - 30 - 5 - B_2 - B_1 \\ B_1 - 21 - 14 - B_2 - B_1 \end{aligned}$$

und die vier Ankerstromkreise bestehen aus den Stäben

$$\begin{aligned} B_2 - 12 - 19 - 26 - 1 - 8 - 15 - \\ B_2 - 7 - 32 - 25 - 18 - 11 - 4 - \\ B_1 - 23 - 16 - 9 - 2 - 27 - 20 - \\ B_1 - 28 - 3 - 10 - 17 - 24 - 31 - \end{aligned} \begin{matrix} \rangle A_2 \\ \rangle A_1 \end{matrix}$$

Wird der Schritt  $y_2$  auf der hintern Seite verkürzt, d. h. die Spulenweite verkleinert wie in Fig. 108, für welche  $y_1 = 9$ ,  $y_2 = 5$  ist, so ändert sich die Lage der kurzgeschlossenen Spulen.

Die Reihenparallelschaltung des Verfassers mit  $a = p$  eignet sich nicht wie die Parallelschaltung mit Schleifenwicklung für jede beliebige Spulenzahl. Wir haben die Bedingung

$$s = p(y_1 + y_2 \mp 2).$$

In nachstehender Tabelle sind die möglichen Stabzahlen für einfach geschlossene Wicklungen mit  $a = p$  für 4, 6 und 8 Pole zusammengestellt. Jeder Stabzahl entsprechen zwei Werthe von  $y_1 + y_2$ . Man wählt am besten den kleineren Werth und zerlegt denselben in zwei gleiche ungerade Zahlen.



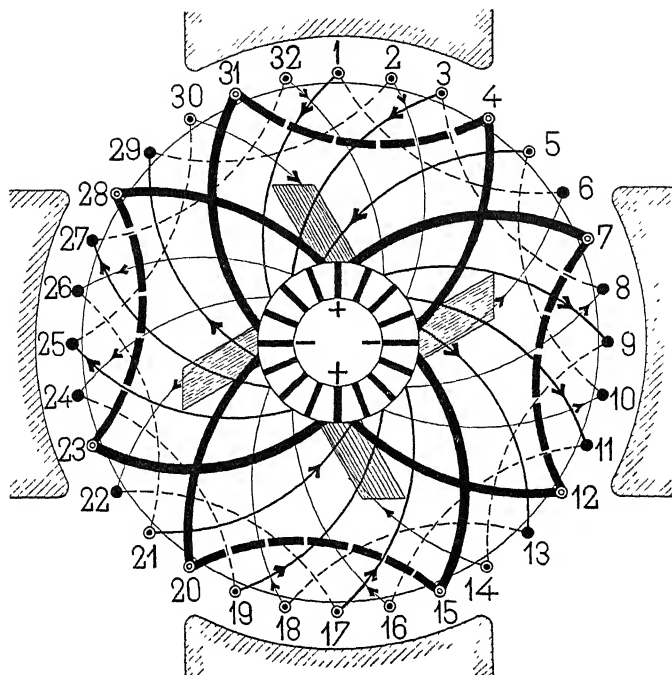


Fig. 108. Reihen-Parallelschaltung des Verfassers mit verkürzter Spulenweite und  $a=p$ ;  $y_1=9$ ;  $y_2=5$ .

4 Pole ( $p=2$ )		6 Pole ( $p=3$ )		8 Pole ( $p=4$ )	
Stabzahl	Schritt	Stabzahl	Schritt	Stabzahl	Schritt
$s=$	$y_1 + y_2 =$	$s=$	$y_1 + y_2 =$	$s=$	$y_1 + y_2 =$
64	30 oder 34	72	22 oder 26	96	22 oder 26
72	34 " 38	84	26 " 30	112	26 " 30
80	38 " 42	96	30 " 34	128	30 " 34
88	42 " 46	108	34 " 38	144	34 " 38
96	46 " 50	120	38 " 42	160	38 " 42
104	50 " 54	132	42 " 46	176	42 " 46
112	54 " 58	144	46 " 50	192	46 " 50
120	58 " 62	156	50 " 54	208	50 " 54
128	62 " 66	168	54 " 58	224	54 " 58
136	66 " 70	180	58 " 62	240	58 " 62
144	70 " 74	192	62 " 66	256	62 " 66
152	74 " 78	204	66 " 70	272	66 " 70
160	78 " 82	216	70 " 74	288	70 " 74

Sollten diese Stabzahlen nicht passend sein, so kann eine mehrfach geschlossene Wicklung gewählt werden. Jede durch  $2p$  theilbare Stabzahl ist dann brauchbar.

Trommelanker mit Reihenparallelschaltung des Verfassers und  $a > p$ . Ist die Stromstärke der Maschine im Verhältniss zur Polzahl gross, so muss  $a > p$  werden, damit die Stromstärke eines Ankerstromzweiges

$$i_a = \frac{J_a}{2a}$$

die zulässigen Grenzen nicht überschreitet.

In einem solchen Falle kann entweder eine mehrfache Parallelschaltung mit  $2a = 2mp$  Ankerstromzweigen oder die Reihenparallelschaltung des Verfassers gewählt werden.

Die Reihenparallelschaltung, bei der  $a$  eine beliebige ganze Zahl sein kann, hat den Vorzug, dass es immer möglich ist, eine passende Stromstärke  $i_a$  zu erhalten, und dass sie viel weniger empfindlich gegen elektrische und magnetische Unsymmetrien der Maschine ist als die mehrfache Parallelschaltung. Erfahrungsgemäss hat sich die Reihenparallelschaltung z. B für Ausführungen mit

Klemmenspannung	Ankerstrom		
$E_k$	$i_a$	$p$	$a$
120	140	6	10
220	100	6	12
65	120	7	14
90	150	8	12

zum Theil mit und zum Theil ohne Aequipotentialverbindungen ganz hervorragend bewährt. — Bei vielpoligen Maschinen ist die Anwendung von Aequipotentialverbindungen auch hier durchaus anzurathen. Die Maschine wird in jedem Falle unempfindlicher gegen Funkenbildung und daher leistungsfähiger.

Unter gewissen Bedingungen wird jedoch die Anwendung der Reihenparallelschaltung unmöglich. Dieser Fall tritt dann ein, wenn die Stabzahl, welche bei der angenommenen Feldstärke der Pole, der gegebenen Armaturlänge und Tourenzahl die verlangte Spannung ergibt, kleiner ist als die kleinste Stabzahl, für welche die Reihenparallelschaltung bei der gegebenen Polzahl noch ausführbar ist.

Die kleinste mögliche Stabzahl eines Armaturstromzweiges kann bei gegebener Polzahl vermindert werden, wenn die Wicklung statt mit  $f=2$  mit  $f > 2$  nach der allgemeinen Schaltungsformel

$$y_1 + y_2 = \frac{fs + 2ua}{2p}$$

ausgeführt wird. Das führt jedoch zu langen Querverbindungen.

Es bleibt daher unter Umständen nichts anderes übrig, als zur Schleifenwicklung, bei welcher die Stabzahl eines Armaturstromzweiges von der Polzahl unabhängig ist, überzugehen.

1. Beispiel. Es sei

$$p = 3; \quad a = 6.$$

Wir zerlegen die Wicklung in zwei einfach geschlossene Wicklungen mit  $a = 3$ , um vollkommene Symmetrie zu erhalten.  $y_k$  und  $a$  müssen daher den grössten gemeinschaftlichen Theiler 2 haben.

Für  $y_k = 14$  wird  $y_1 = 15; \quad y_2 = 13;$

und  $K = 3 \cdot 14 + 6 = \begin{matrix} 36 \\ 48 \end{matrix}; \quad s = \begin{matrix} 72 \\ 96 \end{matrix}.$

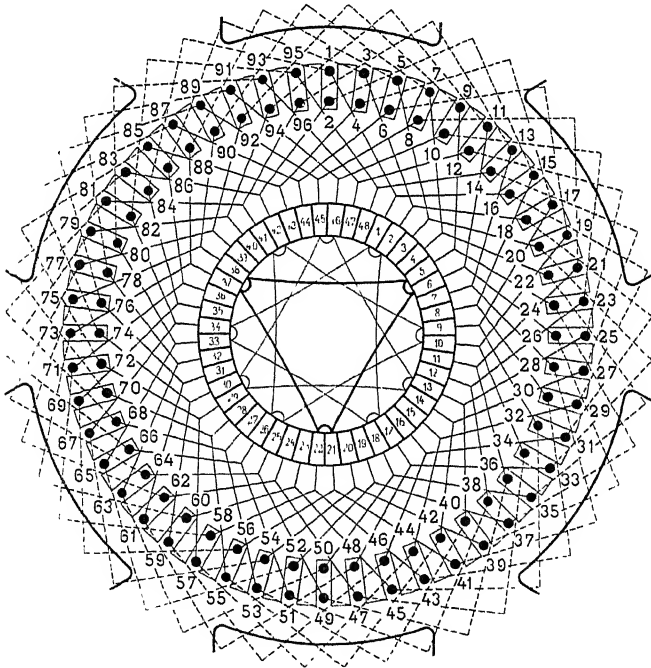


Fig. 109. Nutenanker mit Reihenparallelschaltung und Aequipotentialverbindungen.  $p = 3; a = 6; s = 96; y_1 = 15; y_2 = 13.$

In Fig. 109 ist für  $K = 48$  die Wicklung entworfen, und es sind daselbst auch Aequipotentialverbindungen eingezeichnet.

Der Potentialschnitt ist

$$\begin{aligned} y_p &= y_k \cdot x + 1; \\ x_1 &= x_3 = x_5 = 1; & x_2 &= x_4 = x_6 = 0; \\ y_{p1} &= y_{p3} = y_{p5} = 14 + 1 = 15; \\ y_{p2} &= y_{p4} = y_{p6} = 1. \end{aligned}$$

Jede zweite Lamelle ist an eine Aequipotentialverbindung angeschlossen.

Eine 6fach geschlossene Wicklung würde in diesem Falle ebenfalls symmetrisch sein

2. Beispiel. Es sei

$$p = 8; \quad a = 12.$$

Die Wicklung wird symmetrisch, wenn sie 3-, 6- oder 12fach geschlossen ist, für jede einzelne Wicklung ist dann  $p:a'$  eine ganze Zahl. Wir wählen den ersten Fall, in welchem  $y_k$  und  $a$  den gemeinschaftlichen grössten Theiler 3 haben müssen.

Dieser Bedingung entspricht z. B.

$$\begin{aligned} y_k &= 33 = 3 \cdot 11; & y_1 &= y_2 = 33; \\ K &= 8 \cdot 33 \mp 12 = \begin{cases} 252 = 3 \cdot 84 \\ 276 = 3 \cdot 92 \end{cases}; \\ s &= \begin{cases} 504 \\ 552 \end{cases}. \end{aligned}$$

Nach Seite 56 kann bei allen Reihenparallelschaltungen die Zahl der Stromabnahmestellen bei genügender Breite der Bürsten kleiner sein als die Polzahl und unabhängig von der Polzahl sogar bis auf 2 vermindert werden; es ist jedoch besser, mit der Zahl der Ankerstromzweige auch die Zahl der Stromabnahmestellen zu vergrössern. Dieselbe kann wie bei der Parallelschaltung in jedem Falle gleich  $2p$  werden.

Würden nur zwei Bürsten aufgelegt, so müsste die Breite einer Bürste so gross sein, dass sie mehr als  $(a-1)$  Lamellen bedeckt; denn nur dann werden Spulen durch die Bürsten kurzgeschlossen, und man wird in diesem Falle die Bürstenbreite mindestens gleich  $a$  bis  $(a+1)$  Lamellenbreiten machen.

Ist die Zahl der gleichnamigen Bürsten gleich  $p_g$ , so müsste eine Bürste demnach mindestens  $\frac{a}{p_g}$  Lamellen bedecken, und man macht, auch wenn  $\frac{a}{p_g} < 1$  ist, die Bürstenbreite mindestens gleich 1 bis 2 Lamellenbreiten.

Ist  $a:p_g$  gross, so werden die Einzelbürsten eines Bürstentiftes zweckmässig gegen einander versetzt oder gestaffelt, wie Fig. 110 zeigt, man vermeidet dadurch eine grosse Breite der

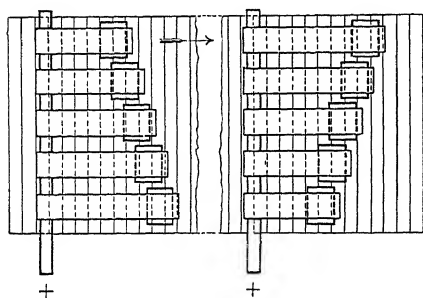


Fig. 110. Staffelformung der Bürsten.

Einzelbürsten. Die Staffelung wird bei auf einander folgenden gleichnamigen Bürsten zweckmässig in entgegengesetzter Richtung ausgeführt, weil auf diese Weise die vordersten Bürsten, die am ehesten zu Funkenbildung neigen und den Kollektor angreifen, auf der Kollektorfäche gegen einander versetzt sind.

Ebenso wie bei der Reihenschaltung Fig. 100 sind auch bei der Reihenparallelschaltung (s. Fig. 105 und 107) die gleichnamigen Bürsten durch die kurzgeschlossenen Spulen leitend mit einander verbunden. Die Stromstärke wird sich daher auch hier nicht gleichmässig, sondern so auf die Bürsten vertheilen, dass der Spannungsverlust für alle Stromabnahmestellen derselbe ist.

Ist z. B. in Fig. 107 der Uebergangswiderstand der negativen Bürste  $B_1$  grösser als derjenige der negativen Bürste  $B_2$ , so wird ein Theil des Stromes durch die kurzgeschlossenen Spulen 5—30 und 14—21 von der Bürste  $B_2$  nach  $B_1$  fliessen. Die Bürste  $B_2$  wird also eine grössere Stromstärke aufnehmen, und zwar wird die Belastung von  $B_2$  so lange wachsen, bis der Spannungsabfall des Stromes auf dem Wege  $B_2$ , 5, 30 und  $B_2$ , 14, 21 derselbe ist wie der Uebergangswiderstand der Bürste  $B_1$ .

Sind Aequipotentialverbindungen vorhanden, welche die Lamellen 3—14 und 4—12 direkt verbinden, so werden diese Verbindungen ebenfalls Strom führen.

Werden  $2p$  Bürsten aufgelegt, so bildet je eine Spule und die Verbindung von zwei gleichnamigen Bürsten einen kurzgeschlossenen Kreis. Das Weglassen oder Abheben von  $p_w$  am Kollektorumfange auf einander folgenden gleichnamigen Bürsten hat, wie auf Seite 114 erörtert wurde, zur Folge, dass  $(p_w + 1)$  kurzgeschlossene Spulen in Serie geschaltet sind.

Die Verkürzung des Wicklungsschrittes bewirkt, wie Fig. 108 lehrt, ebenso wie bei den andern Wicklungen, dass die kurzgeschlossenen Spulenseiten nicht mehr benachbart sind, bezw. bei Nutenankern nicht mehr in derselben Nut liegen. Die Ankerückwirkung wird dadurch etwas verkleinert, dagegen die scheinbare

Selbstinduktion des Kurzschlussstromkreises erhöht. Eine Verkürzung des Wicklungsschrittes ist daher nicht zu empfehlen.

### 37. Trommelanker mit zwei Kollektoren.

Die für Ringanker angegebenen Verbindungsarten (Seite 115, Fig. 83 u. 84) sind für Trommelanker ebenfalls anwendbar. Da bei einem Trommelanker mit einfachem Kollektor die Zahl der Lamellen höchstens halb so gross ist als die Stabzahl des Ankers, so wird der Fall, dass zwei Kollektoren für die Stromabnahme erforderlich sind, eher eintreten als bei Ringankern, und es kann die Anwendung von zwei Kollektoren durch den Uebergang von der Trommel- zur Ringwicklung in gewissen Fällen vermieden werden.

Der Anker erhält entweder eine Wicklung, welche an beide Kollektoren angeschlossen ist, oder zwei unabhängige Wicklungen, von denen jede mit einem Kollektor verbunden ist, oder endlich zwei oder mehr Wicklungen, von denen jede beiden Kollektoren Strom zuführt.

---

## Neuntes Kapitel.

38. Allgemeines über die Wicklung von Scheibenankern — 39. Die Scheibenankerwicklung von Desroziers. — 40. Die Scheibenankerwicklung von Fritsche.

### 38. Allgemeines über die Wicklung von Scheibenankern.

Für die Scheibenanker ist charakteristisch, dass sich die Ankerstäbe in steter Aufeinanderfolge zwischen zwei gegenüberstehenden Polen entgegengesetzter Polarität bewegen, während die Ebene der Spulen senkrecht zur Richtung der magnetischen Strömung bleibt. Die Entfernung der Polflächen ist jetzt nur noch von der Dicke der Armaturstäbe abhängig, und der eiserne Ankerkern kann ganz in Wegfall kommen, indem die Kraftlinien die kurze Strecke zwischen zwei Polen durch die Luft zurücklegen.

Um ohne Anwendung eines Eisenkernes und mit möglichst wenig Ampèrewindungen ein intensives magnetisches Feld zu erzeugen, muss der Abstand, welcher für die Bewegung des Ankers zwischen den Polen frei gelassen wird, möglichst klein gewählt werden, d. h. die der Induktion ausgesetzten Leiter dürfen in der Richtung der Kraftlinien nur wenig Raum beanspruchen. Diese Bedingung, sowie die Verbindung der inducirten Leiter unter sich und mit dem Kollektor erschweren die Herstellung von Scheibenankern ganz wesentlich.

Die Scheibenanker werden meistens für mehrpolige Maschinen gebaut; jedoch lässt sich ein solcher Anker auch für zweipolige Maschinen ausführen.

Die inducirten, radialen Stäbe sind nach denselben Gesetzen zu verbinden, die wir für Trommelankerwicklungen abgeleitet haben. Eine Scheibenankerwicklung ist, geometrisch genommen, nichts anderes als eine senkrecht zur Drehaxe aufgerichtete Trommelwicklung. Es lassen sich daher sämtliche für Trommelanker abgeleitete Schemas ohne weiteres auf Scheibenanker übertragen.

Die Reihenschaltung ist für vielpolige Scheibenanker besonders geeignet, denn dieselbe gestattet, die gewünschte elektromotorische Kraft mit geringer Windungs- und Stabzahl des Ankers zu erreichen.

Wir wollen nun einige Scheibenankerwicklungen mit Reihenschaltung näher betrachten.

Für Reihenschaltung haben wir die Formel

$$y_1 + y_2 = \frac{s \mp 2}{p};$$

für Scheibenanker ist  $s$  die Zahl der radialen Stäbe oder Spulenseiten.

$$s = p(y_1 + y_2) \mp 2;$$

für  $p = 3; \quad y_1 = 5; \quad y_2 = 5$

wird  $s = 30 \mp 2 = \begin{matrix} 28 \\ 32 \end{matrix};$

wir wählen  $s = 32$  und erhalten das Schema von Fig. 111.

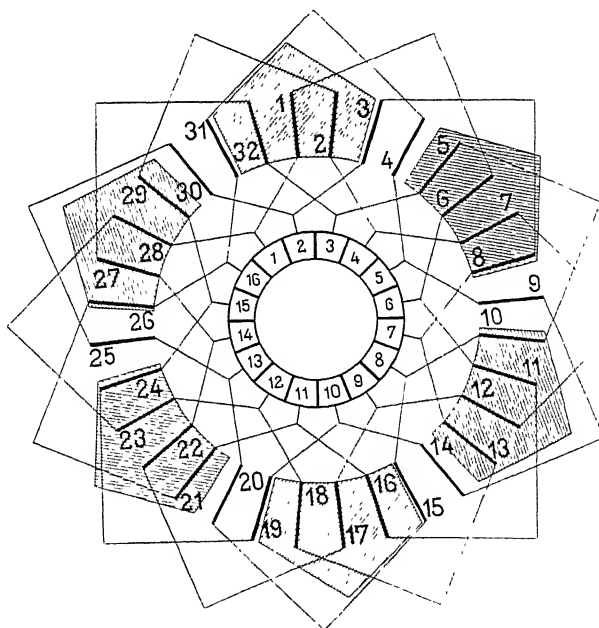


Fig. 111. Scheibenanker mit Reihenschaltung.  $s = 32; p = 3; y_1 = y_2 = 5$ .

Die Gestalt der Polflächen wird durch die Form der Spulen bestimmt; damit keine entgegengerichteten elektromotorischen Kräfte



inducirt werden, müssen die Pole aussen abgeschrägt und die Seitenflächen radial verlaufend sein.

Aus der Figur ist leicht ersichtlich, dass sich sämtliche Stäbe mit den Querverbindungen in zwei axial hinter einander liegenden Ebenen unterbringen lassen. In der einen Ebene liegen die Stäbe 1, 3, 5, 7 u. s. f. und in der zweiten Ebene die Stäbe 2, 4, 6, 8 u. s. f.

### 39. Die Scheibenankerwicklung von E. Desroziers.<sup>1)</sup>

Bei dieser Wicklung befinden sich die inducirten Ankerstäbe nicht mehr in einer Ebene, sondern in zwei parallelen, direkt neben einander liegenden, und zwar so, dass sich die Stäbe der einen Ebene mit den Stäben der andern Ebene decken. Eine Spule dieser Wicklung besteht aus 4 inducirten Ankerstäben oder Seiten, von denen zwei Stäbe der einen Ebene und zwei der andern angehören. Die Wicklungselemente beginnen stets mit einem Stabe derjenigen Ebene, auf deren Seite der Kollektor liegt; auf denselben folgen nun zwei Stäbe der andern Ebene, und nach diesen kommt nun wieder ein Stab der Ebene auf der Kollektorseite. Die Verbindung der Stäbe der zwei Ebenen geschieht am Umfange des Ankers. Wir können diese Wicklung in zwei symmetrische Hälften zerlegen, von denen jede für sich ausgeführt werden kann. Durch Verbinden der zusammengehörenden Stabenden der zwei Ebenen erhalten wir eine einfach geschlossene Wicklung mit Reihenschaltung.

Die Numerirung der einzelnen Stäbe hat in dem Sinne zu erfolgen, wie dieselben in den zwei Ebenen auf einander folgen, wenn wir die Wicklung durchlaufen.

Als Beispiel diene eine 6polige Armatur mit 64 Ankerstäben und  $a = 1$ ; jede Armaturhälfte erhält 32 Stäbe, welche radial und gleichmässig am Umfange vertheilt angeordnet sind; in axialer Richtung gesehen decken sich die Stäbe der beiden Ebenen.

Diese Wicklung lässt sich übersichtlich darstellen, wenn wir den Anker an einer Stelle aufschneiden, denselben in eine Ebene abrollen und die beiden Wicklungshälften in diese Ebene herunterklappen. Auf diese Weise erhalten wir das Schema von Fig. 112.

In demselben ist

$$y_1 + y_2 = -\frac{64 + 2}{3} = 22;$$

$$y_1 = y_2 = 11.$$

<sup>1)</sup> Franz. Patent Nr. 169 746 vom 24. Juni 1885 und Nr. 176 718 vom 11. Juni 1886. — Amerik. Patent Nr. 459 610 vom 15. Sept. 1891.

Die Verbindungen der Stäbe der zwei Ebenen, die am Umfange des Ankers liegen, sind in Fig. 112 durch Doppelstriche angedeutet. Vom Stab 10 ausgehend gelangen wir zu Stab 21, welcher der hintern Ebene angehört; nun kommt Stab 32 auch in der hinteren Ebene, dann folgt 43. Dieser Stab liegt wieder in der gleichen Ebene wie Stab 10.

Ueber die Anzahl und Lage der Bürsten gilt hier ohne weiteres das auf Seite 54 u. f. Gesagte.

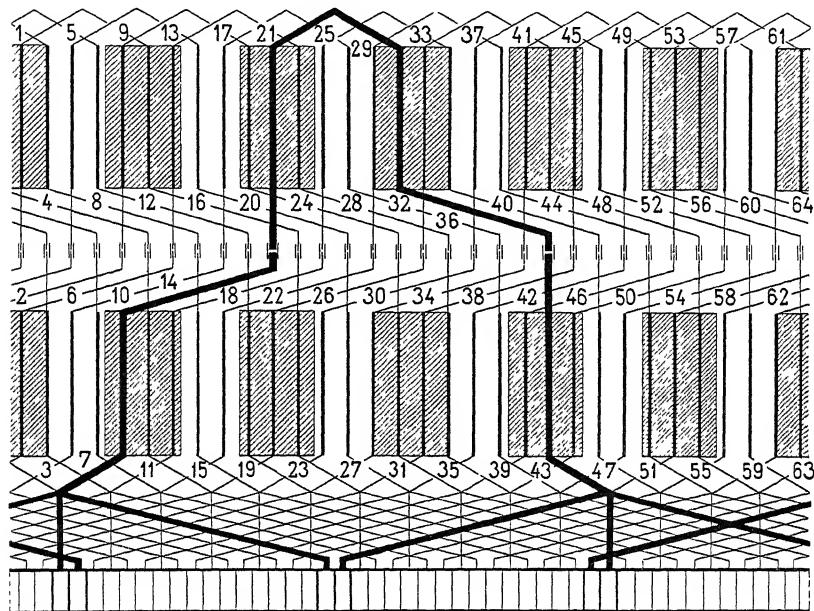


Fig. 112. Scheibenanker nach Desroziers.  $s = 64$ ;  $p = 3$ ;  $a = 1$ ;  $y_1 = y_2 = 11$ .

Wie beim Ring- und Trommelanker so können wir auch hier Wicklungen mit vermehrter oder verminderter Kollektorlamellenzahl ausführen.

Zur Ausführung der Wicklung dienen zwei dünne Scheiben aus einem Isolirmaterial von genügender Festigkeit (Karton, gepresstem Asbest). Jede dieser Scheiben besteht aus drei Ringen  $A$ ,  $B$ ,  $C$  Fig. 113 und  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$  Fig. 114; in den Figuren ist der mittlere Ring  $B$  fortgelassen. Wir denken uns den Ring  $B$  zunächst als vorhanden und auf der Scheibe Fig. 113 die ungeraden und auf der Scheibe Fig. 114 die geraden Elemente der Wicklung, entsprechend dem Wicklungsschema, ausgeführt.

Wir nehmen einen Draht von der erforderlichen Stärke, führen denselben in Fig. 113 zunächst hinter der Scheibe radial von  $a$  nach  $b$ ,

bei  $b$  durch ein Loch auf die vordere Seite des Ringes  $A$  und hier längs der Kreisevolvente von  $b$  nach  $c$ . Bei  $c$  treten wir wieder durch die Scheibe und leiten den Draht hinter derselben radial von  $c$  nach  $d$ ; bei  $d$  wird der Draht durch ein Loch wieder nach vorn gezogen, dann von  $d$  nach  $h$  und von  $h$  durch ein Loch auf die hintere Seite der Scheibe und von da radial nach  $t$  geführt.

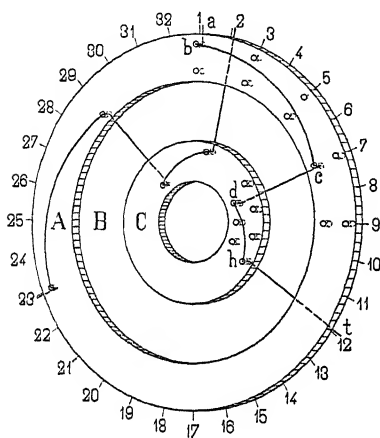


Fig. 113.

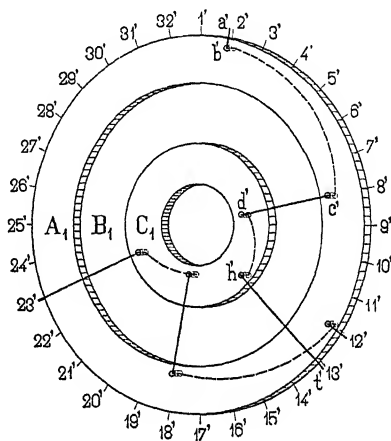


Fig. 114.

Wicklungshalften des Scheibenankers von E. Desroziers.

Auf dieselbe Weise wird die ganze Scheibe Fig. 113 mit den geraden Zickzacktheilen der Wicklung bedeckt, und ebenso die Scheibe Fig. 114 mit den ungeraden Zickzacktheilen. Der Unterschied der beiden bewickelten Scheiben 113 und 114 besteht dann nur darin, dass in Fig. 113 die radialen Theile sich auf der hintern und die gekrümmten Theile des Drahtes sich auf der vordern Seite der Scheibe befinden, während es in Fig. 114 umgekehrt ist.

Legen wir nun die beiden Scheiben so auf einander (Fig 115), dass die mit gleichen Nummern versehenen Theilpunkte sich decken, d. h. dass die Punkte 1, 2, 3, 4 . . . der Fig. 113 auf 1', 2', 3', 4' . . . der Fig. 114 zu liegen kommen, so fallen die Enden  $a$  und  $t$  der geraden Zickzacktheile auf die Enden  $t'$  und  $a'$  der ungeraden Zickzacktheile. Werden diese Enden, d. h.  $a$  mit  $t$  und  $a'$  mit  $t'$ , verbunden, so erhalten wir eine in sich geschlossene Wicklung.

Entfernen wir noch die mittleren Ringe  $B$  und  $B_1$ , so werden die radialen Theile der Wicklung sichtbar, dieselben bilden zwei Lagen von geringer Stärke.

Wie aus dem Querschnitte Fig. 115 ersichtlich ist, wird zwischen die beiden bewickelten Scheiben eine dünne Metallscheibe  $m m$ ,

welche aus schlecht leitendem Material (Neusilber, Nickelin) besteht, eingelegt, dieselbe hat den Zweck, der Armatur grössere mechanische Fertigkeit zu verleihen. Für grössere Maschinen erhält diese Scheibe mehrfache Ausschnitte, etwa wie Fig. 116 veranschaulicht;

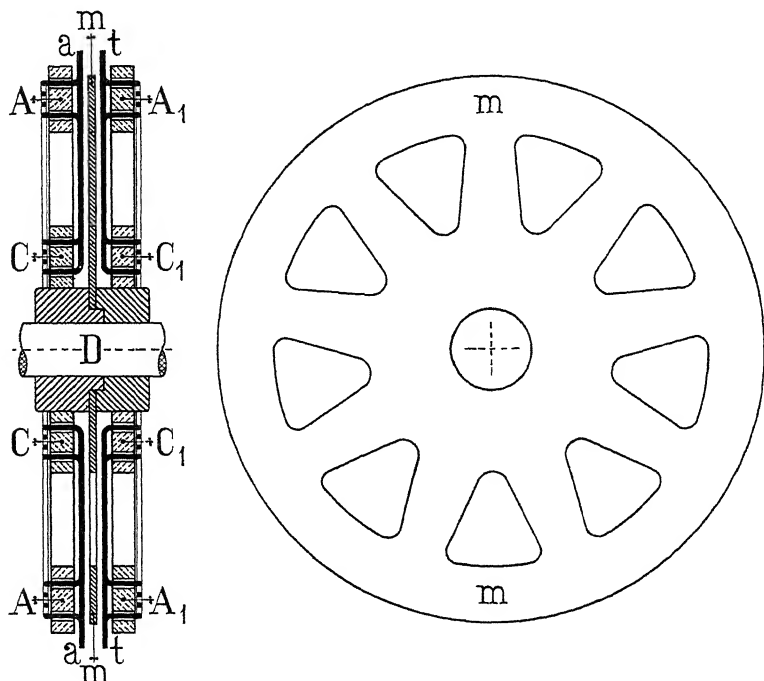


Fig. 115.

Fig. 116.

Scheibenanker von E. Desroziers mit einfacher Wicklung.

dieselbe wird zwischen der zweitheiligen Nabe festgeklemmt. Die äussern Ringe  $A, A_1$  werden mittelst Bolzen (vergl. Fig. 115) an die Scheibe  $m$  und die inneren Ringe  $C, C_1$  ebenfalls an die Scheibe  $m$  oder an die Nabe des Ankers festgeschraubt. Die mittleren Ringe  $B, B_1$  werden erst entfernt, nachdem diese Verschraubungen vollzogen sind; die auf die Ringe vom Drahte ausgeübten Zugkräfte werden dann von der Stützscheibe  $m$  aufgenommen.

Die oben beschriebene Wicklung nennt Desroziers die einfache Zickzackwicklung. Aus derselben lässt sich eine zweite Wicklungsart, welche Desroziers die zusammengesetzte Zickzackwicklung nennt, ableiten. Nach unserer Benennung kann die erste als Wellenwicklung und die zweite als Wellen-Schleifenwicklung bezeichnet werden.

Die Fig. 117 und 118 veranschaulichen die Herstellung einer Spule, welche statt zwei nun sechs inducirte radiale Stäbe enthält. Der Linienzug  $abcdht$  der einfachen Zickzackwicklung wird hier durch einen Linienzug mit mehrfacher Schleife  $abcdghijklmnpqt$  ersetzt. Wie diese Spule hergestellt wird, ist aus der Fig. 117 deutlich zu ersehen; die radialen Drähte sind auf der hintern und die Querverbindungen auf der vordern Seite der Ringe  $A$  und  $C$  gezeichnet.

Die Desrozier'sche Wicklung wird stets so ausgeführt, dass nur von derjenigen Wicklungshälfte, welche auf der Seite des Kollektors liegt, Abzweigungen nach dem Kollektor gehen. Man vermeidet dadurch die Schwierigkeit, Ver-

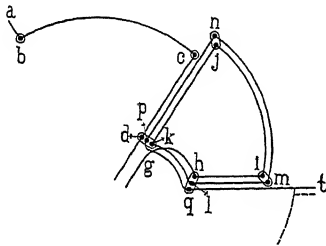


Fig. 117.

Spule eines Scheibenankers von E. Desroziers.

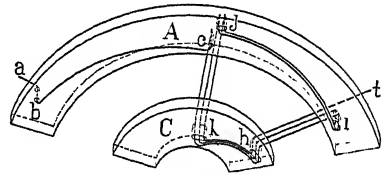


Fig. 118.

bindungen von der hintern Wicklungshälfte durch die Stützscheibe  $m$  hindurch nach dem Kollektor zu leiten. Auf diese Weise gehen von der Armatur 16 Abzweigungen aus, und wir würden zunächst nur 16 Kollektorlamellen erhalten.

Bei vielpoligen Maschinen und Serienschaltung der Armaturwindungen würde bei dieser Anordnung die Zahl der gleichzeitig von einer Bürste kurzgeschlossenen Windungen zu gross werden, da jede Bürste nun gleichzeitig  $2p$  Spulen oder Zickzacktheile kurzschliesst. Desroziers vermehrt daher die Kollektorlamellenzahl in der oben angegebenen Weise.

Maschinen mit Desroziers-Anker sind von der Firma Maison Breguet, Paris ausgeführt worden. Der Bau dieser Anker ist jedoch recht umständlich und kostspielig und die mechanische Festigkeit derselben lässt viel zu wünschen übrig.

#### 40. Die Scheibenankerwicklung von Fritsche.

Zu den bekanntesten Scheibenankern gehört derjenige von W. Fritsche. Die Schaltung der Ankerstäbe stimmt im Principe

mit der Schaltung von Desroziers überein, aber W. Fritsche hat das Verdienst, einen Scheibenanker von möglichst einfacher Bauart erdacht zu haben.

W. Fritsche verwendet bei seinen Radankern seit einigen Jahren gerade, radiale Stäbe, die sich in einer Ebene befinden, und welche durch seitliche am äussern und innern Umfange liegende, nach Evolventen gekrümmte Kupferstreifen nach dem Schaltungsschema Fig. 119 verbunden sind.

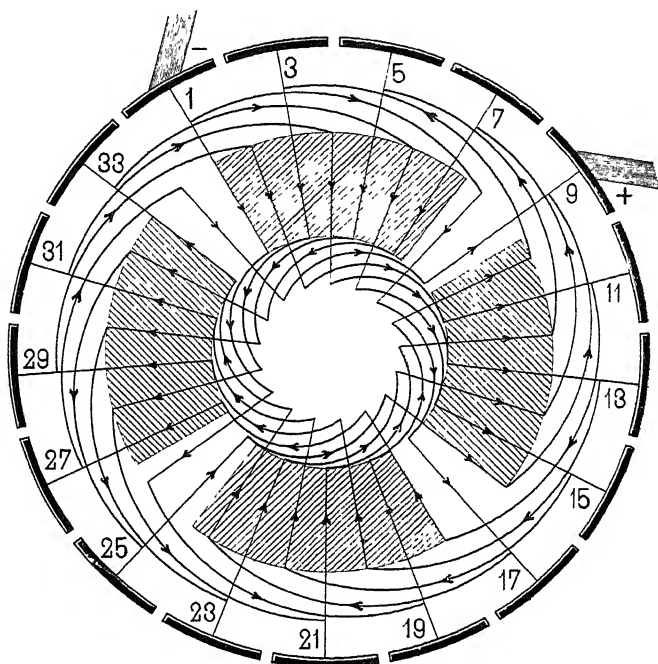


Fig. 119. Wellenwicklung für Scheibenanker von W. Fritsche mit geraden radialen Stäben und besonderen Querverbindungen.

In Fig. 119 ist

$$p = 2, \quad s = 34,$$

$$y_1 + y_2 = \frac{34 - 2}{2} = 16$$

$$y_1 = 7, \quad y_2 = 9.$$

Die halbe Zahl der Stäbe (in der Figur sind diese mit ungeraden Nummern bezeichnet) ist an die Kollektorlamellen angeschlossen. Die Querverbindungen liegen entweder vor oder hinter der Ebene der radialen Stäbe, oder, wenn der Raum, den diese Ver-

binder in radialer Richtung einnehmen, vermindert werden soll, abwechselnd zu beiden Seiten derselben. Auf diese Weise wird eine Kreuzung der radialen Stäbe mit den Verbindern vermieden und eine gute Isolation ermöglicht.

Der Querschnitt einer Radanker-dynamo<sup>1)</sup> ist in Fig. 120 und die Seitenansicht des Ankers in Fig. 121 gegeben. Der Anker ist in der Form eines Rades mit Nabe, Speichen, Felgen und ohne einen besonderen Eisenkern ausgeführt.

Die Nabe  $N$  besteht im wesentlichen aus zwei Theilen; einer derselben bildet den auf der Welle befestigten Körper und der andere den Flansch, welcher die Speichen in ihrer Lage festhält. Die Ankerwicklung wird aus einer Anzahl schmiedeeiserner Stäbe  $S_1 S_2$ , welche für grössere Stromstärken, um den Ankerwiderstand zu verkleinern, mit einem Kupferbleche belegt werden, gebildet. Diese Stäbe sind mit einem isolirenden Anstrich versehen, und an ihren inneren Enden werden sie durch die beschriebene Nabe von einander und gegen die Nabe isolirt festgehalten. An ihren äusseren Enden ist die halbe Zahl der Stäbe mit Kollektorsegmenten verbunden. Die Armaturstäbe, welche den Speichen eines Rades ähnlich sind, dienen somit gleichzeitig als Stromleiter, als Traggerüst, und ersetzen als magnetische Leiter den Ankerkern.

Die einzelnen Stäbe werden nach dem Schaltungsschema (Fig. 119) durch gekrümmte Segmente, metallene Bänder oder Drähte, mit einander verbunden, welche mit dem Namen „Verbinder“ bezeichnet werden. Die Verbinder werden so angebracht, dass sie zwei konzentrische Ringe an den inneren und äusseren Enden der Stäbe bilden.

Die Armaturstäbe sind so geformt, dass die Befestigung der Verbinder und der Kollektorsegmente, sowie das Festhalten derselben in der Nabe bequem erfolgen kann.

Die ungeraden und die geraden Stäbe sind verschieden geformt.  $S_1$  (Fig. 120) giebt die Form eines ungeraden, und  $S_2$  die Form eines geraden Stabes. Der Stab  $S_1$  trägt 4 Lappen  $r$ ,  $r$ , mit welchen die Verbinder vernietet und verlöthet werden, bei dem Stabe  $S_2$  erfolgt dagegen die Befestigung bei  $p$ ,  $p$  am äusseren und inneren Ende des Stabes. Die Befestigungsstellen  $p$  und  $r$  müssen radial um soviel gegen einander versetzt sein, dass die Verbinder im Zwischenraume von  $p$  bis  $r$  Platz finden.

Werden die Verbinder  $q$  nur auf einer Seite des Ankers angeordnet, so erhalten die Stäbe  $S_1$  nur zwei Lappen  $r$  auf der betreffenden Seite.

<sup>1)</sup> D. R. P. 57170 v. 16. April 1890.

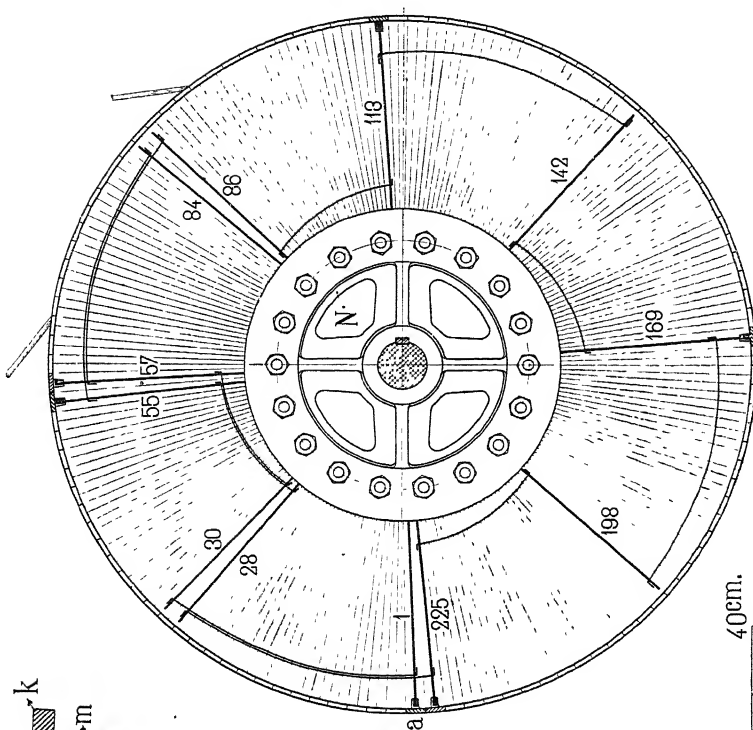


Fig. 121.

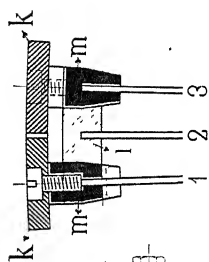


Fig. 122.

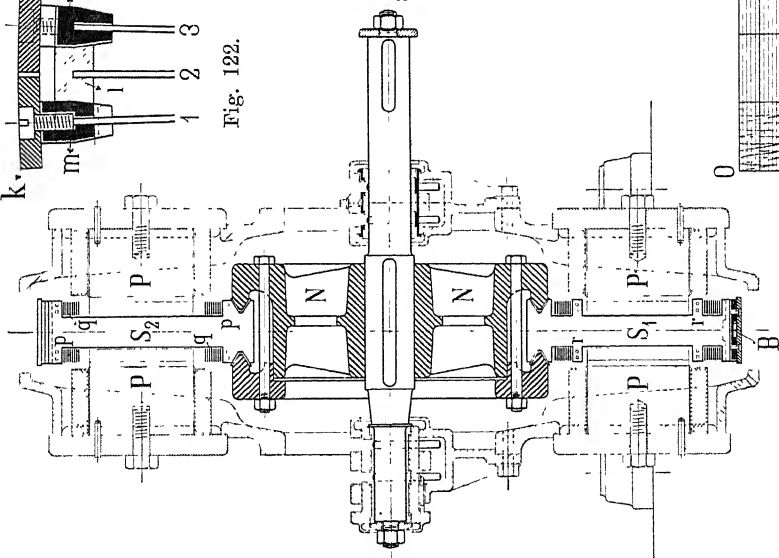


Fig. 120.

Radanker von W. Fritsche



Jedes Kollektorsegment besteht aus zwei Theilen, einem Messingstücke  $m$  (Fig. 122), welches mit dem Ende der Stäbe  $S_1$  vernietet und verlöthet ist, und einem Stücke  $k$  aus Hartkupfer, welches an  $m$  festgeschraubt ist; dadurch wird ein Auswechseln einzelner Lamellen oder das Aufsetzen eines neuen Kollektors wesentlich erleichtert.

Um die geraden Stäbe  $S_2$ , welche in kein Kollektorsegment auslaufen, am äusseren Ende festzuhalten, lässt man dieselben in Isolirstücke  $i$  (Fig. 122) eingreifen, welche zwischen die Messingleisten der benachbarten Stäbe eingeklemmt sind und aus zu Stein erhärtetem Kitt oder einem anderen Isolirmaterial bestehen.

Damit der Anker gegen tangential und centrifugale Kräfte widerstandsfähiger wird, ist am Umfange in einer Nut  $B$ , zwischen den Messingleisten  $m$  und den Kollektorlamellen, ein Drahtband isolirt aufgewickelt. Es können auch zwei oder mehr Drahtbänder in derselben Weise neben einander angeordnet werden. Die Lage der Pole des Magnetfeldes ist in der Figur mit  $P$  bezeichnet.

Die Radankerkonstruktion von W. Fritsche eignet sich nur für grössere Stromstärken oder für Maschinen mit verhältnissmässig geringen Stabzahlen. Denn damit der Anker noch eine genügende Festigkeit und Steifigkeit erhält, darf der Querschnitt eines Stabes nicht unter ein gewisses, vom Durchmesser des Ankers abhängiges Minimum gehen. Die Leistung der kleinsten Radankermaschine, welche noch gebaut wird, beträgt 3,6 KW bei 120 Volt und 750 Touren pro Minute.

Eine grosse Verbreitung haben die Radankermaschinen nicht gefunden. Der Wirkungsgrad derselben ist kleiner als derjenige von Trommelankermaschinen, wegen der grösseren Erregerarbeit und den Wirbelstromverlusten in den Armaturstäben. — Ausserdem hat die Radankerkonstruktion den Nachtheil, dass für jede Spannung und Tourenzahl eine vollständig andere Zusammensetzung des Ankers erforderlich wird, was den Bau solcher Maschinen vertheuert.

## Zehntes Kapitel.

41. Offene Ankerwicklungen. — 42. Wicklung von Brush. — 43. Wicklung von Thomson-Houston. — 44. Mehrpolige Ringanker mit offener Wicklung. — 45. Wicklung der Westinghouse Electric Co. — 46. Polanker von Gérard.

### 41. Offene Ankerwicklungen.

Die offenen Ankerwicklungen haben namentlich durch die Bogenlichtmaschinen von Brush, Thomson-Houston und der Westinghouse Electric Co. praktische Bedeutung erlangt.

Die Windungen der Anker dieser Maschinen bilden keine geschlossene Wicklung, sondern sie bestehen aus einer geringen Anzahl von Spulen, welche mit den Segmenten eines Kollektors so verbunden sind, dass jede Spule während eines Theiles jeder Umdrehung aus dem Stromkreise ausgeschaltet und unterbrochen ist; während des übrigen Theiles der Umdrehung durchläuft eine Spule verschiedene Kombinationen mit den übrigen.

Die geringe Spulenzahl macht diese Maschine zur Erzeugung von hochgespannten Strömen, wie solche für die Serienschaltung vieler (bis 60) Bogenlampen erforderlich sind, geeignet.

Diese Maschinen liefern zwar einen gleichgerichteten, aber wegen der geringen Spulenzahl keinen konstanten, sondern einen in seiner Stärke pulsirenden Strom. Für die Bogenlichtbeleuchtung sind diese leichten Pulsationen von Vortheil, denn sie halten den Mechanismus der Lampe in leichter Vibration und machen denselben empfindlicher.

Damit einzelne Lampen beliebig ein- und ausgeschaltet werden können, wird auf konstante Stromstärke regulirt, während die Spannung mit der Zahl der eingeschalteten Lampen sich ändern muss.

Ein Anker mit offener Wicklung, der für die Erzeugung eines hochgespannten Stromes gebaut ist, hat bei der geringen Spulenzahl eine grosse Windungszahl pro Spule. Bei der Unterbrechung des

Stromes einer Spule wird daher, wegen der grossen Selbstinduktion derselben, am Kommutator eine starke Funkenbildung auftreten, welche einen raschen Verschleiss der Kommutatorsegmente zur Folge hat.

Aus diesem Grunde und weil die Einführung eines hochgespannten Stromes in die Bogenlampen die Betriebssicherheit der Anlage vermindert und die Gefährlichkeit der Bedienung erhöht, werden heute Maschinen mit offenen Ankerwicklungen seltener gebaut.

Einen einfachen Anker mit offener Wicklung besitzen wir in dem bekannten Doppel-T-Induktor von Siemens, dessen Spule

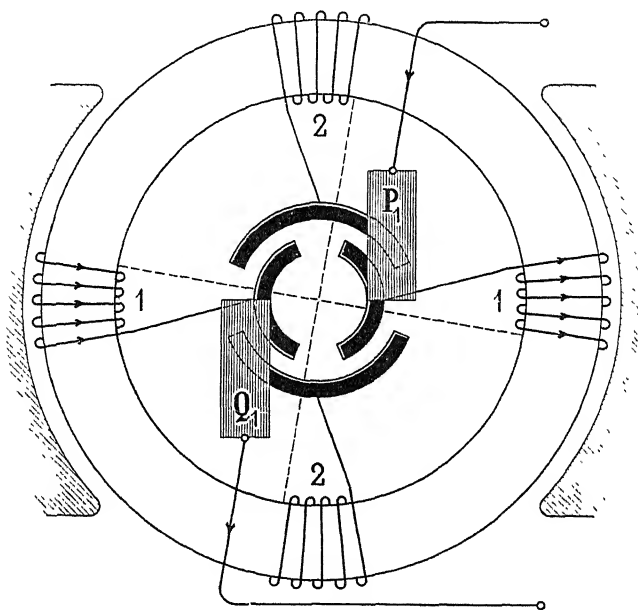


Fig. 123. Ringwicklung nach Brush.

mit ihren Enden an zwei halbkreisförmige Kollektorsegmente angeschlossen ist.

Ein weiteres einfaches Beispiel einer offenen Ankerwicklung ist in Fig. 123 dargestellt. Der Ring trägt zwei Spulenpaare 1, 1 und 2, 2. Die Einzelspulen sind so hinter einander geschaltet, dass die inducierten Ströme sich unterstützen; die Enden sind an zwei gegenüberstehende Kollektorsegmente angeschlossen. Die Spulenpaare und Kollektorsegmentpaare stehen unter einem Winkel von  $90^\circ$ . — In der gezeichneten Lage der Armatur ist die Spule 1 der grössten Induktionswirkung ausgesetzt, und deren Enden stehen

mit den Bürsten  $P_1$  und  $Q_1$  in Verbindung; die Spule 2 dagegen liegt in der neutralen Zone und ist aus dem Stromkreise ausgeschaltet. Dreht sich die Armatur weiter, so nimmt die Induktion in 1 ab, dagegen in 2 zu; da sich nun die Kollektorsegmente überdecken, so berühren die Bürsten eine Zeit lang, d. h. während die Induktion eine mittlere Stärke besitzt, zwei Kollektorsegmente, und die Spulen 1 und 2 sind parallel geschaltet. Alsdann gelangt die Spule 1 in die neutrale Zone und wird ausgeschaltet, während Spule 2 die gezeichnete Lage der Spule 1 annimmt.

Der Strom wird auf diese Weise im äussern Stromkreise nie unterbrochen oder gleich Null, aber seine Intensität wird doch stark schwanken. Wir könnten diese Schwankungen dadurch vermindern, dass wir zwei solche Anker mit um  $45^\circ$  gegen einander verdrehten Spulen auf derselben Axe befestigen und in Serie schalten.

Noch einfacher wird die Anordnung, wenn wir die Spulen auf den bereits vorhandenen Ring wickeln, im übrigen aber die Serienschaltung beibehalten. Wir gelangen so zu dem Ringanker von Brush.

## 42. Die Wicklung von Brush.

Es sind in Fig. 124 im ganzen acht Spulen vorhanden, welche sämtlich in gleichem Sinne gewickelt sind. Die hinteren Enden zweier diametral gegenüberliegenden Spulen, also 1—1, 2—2, 3—3, 4—4 sind mit einander verbunden; in der Figur sind diese Verbindungen durch punktierte Linien markirt. Die beiden vordern Enden eines jeden Spulenpaares sind nach dem Kommutator geführt.

Der Kommutator besteht aus vier, auf der Axe nebeneinander gelagerten Ringen und jeder Ring aus zwei Segmenten, von denen jedes  $\frac{3}{8}$  des Kreisumfanges einnimmt. In der Figur sind alle Ringe in die Papierebene gelegt und daher mit verschiedenen Durchmessern gezeichnet. Die zwei inneren Ringe mit den gemeinschaftlichen Bürsten  $P_1$  und  $P_2$  sind um  $90^\circ$  gegen einander versetzt und stehen mit den Spulenpaaren 1—1 und 3—3 in Verbindung, welche ebenfalls einen Winkel von  $90^\circ$  mit einander einschliessen. Die zwei äusseren Ringe mit den Bürsten  $Q_1$  und  $Q_2$  sind an die übrigen Spulen 2—2, 4—4 angeschlossen und um  $45^\circ$  gegenüber dem ersten Ringpaare verdreht.

Bei der angenommenen Lage und Drehungsrichtung der Spulen hat die elektromotorische Kraft in 1—1 ihr Maximum erreicht, in 4—4 nimmt dieselbe zu und in 2—2 ab, während sich 3—3 in

der neutralen Lage befindet. Der Strom tritt bei  $P_1$  in die Armatur ein, durchläuft das Spulenpaar 1—1, gelangt zur Bürste  $P_2$ , von da zur Bürste  $Q_1$  und dann durch die parallel verbundenen Spulen 2—2, 4—4 nach  $Q_2$  und schliesslich durch den äusseren Stromkreis zurück nach  $P_1$ . Das Spulenpaar 3—3 ist ganz ausgeschaltet. Wechseln die Spulen ihre Lage, so ändert sich dementsprechend auch ihre Reihenfolge in der Stromrichtung. Jede Spule wird pro Umdrehung zweimal auf  $\frac{1}{s}$  des Weges ausgeschaltet

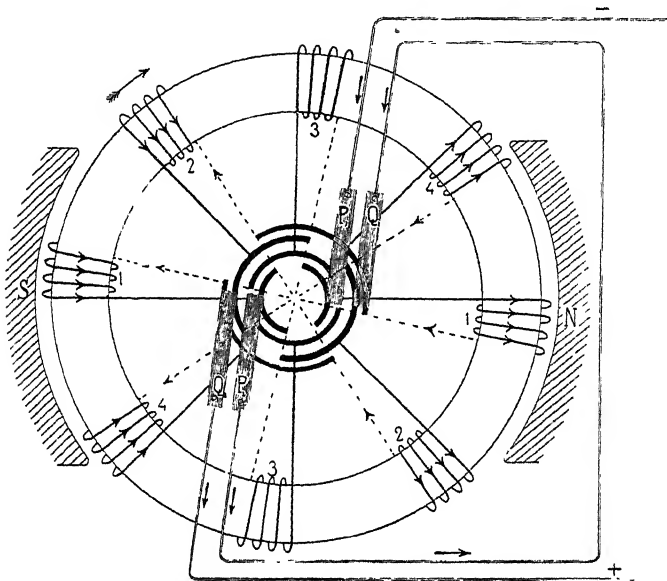


Fig. 124. Achtspulige Wicklung von Brush.

und zwar dann, wenn sich ihre elektromotorische Kraft Null nähert oder sich von Null entfernt. Diejenigen Spulenpaare, welche sich vor und nach der Lage der maximalen Induktion befinden, sind stets parallel geschaltet.

Die Zahl der Spulen oder die Zahl der in Serie geschalteten Einheiten lässt sich für die Brushschaltung beliebig vermehren; je zwei Spulen entspricht ein Kommutatorring, und je vier um  $90^\circ$  gegen einander versetzten Spulen ein gemeinschaftliches Bürstenpaar. Die letztern werden hinter einander verbunden.

### 43. Die Wicklung von Thomson-Houston.

Von den Bogenlichtmaschinen der Thomson-Houston Co. besitzen die grösseren Modelle Ringanker, die kleineren Trommelanker.

Das Schema für Ringankerwicklung ist in Fig. 125, das abgewickelte Schema der Trommelankerwicklung in Fig. 126 dargestellt. Der Anker erhält drei Spulen, welche unter einem Winkel von  $120^\circ$  stehen. Drei gleich gelegene Enden der Spulen werden mit einander und die drei andern Enden mit den Segmenten  $abc$  des Kollektors verbunden.

Bei den Trommelankern werden die drei Spulen auf einen eisernen Kern von der Form einer kleinen Riemenscheibe mit

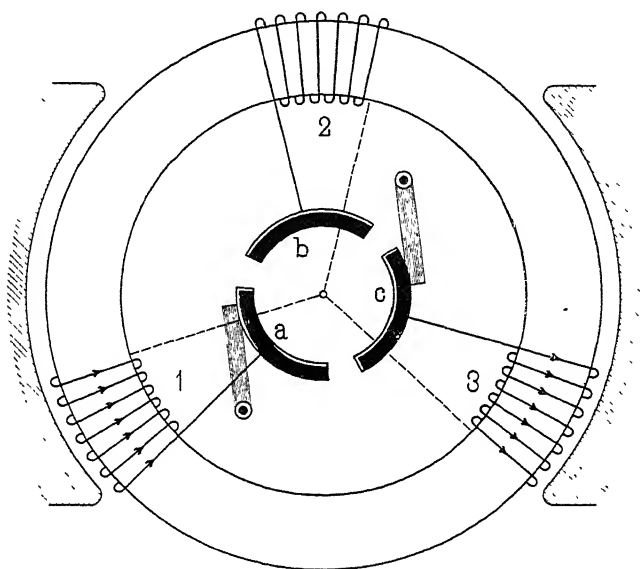


Fig. 125. Ringwicklung nach Thomson-Houston.

kugeligem Kranz und ebenen Seitenflächen so aufgewunden, dass sich dieselben unter einem Winkel von  $120^\circ$  kreuzen. Damit die Spulen gleiche Drahtlänge und gleichen mittleren Abstand von den hohlkugelig gestalteten Polflächen erhalten, wickelt man zunächst die Hälfte der ersten Spule, dann die Hälfte der zweiten, nunmehr die dritte Spule vollständig und endlich die zweite Hälfte der zweiten und ersten Spule. Die Anfänge der drei Spulen werden mit einander verbunden und die Enden zu den Segmenten eines dreitheiligen Kommutators geführt. Der fertige Anker besitzt eine kugelige Gestalt.

In Fig. 126 ist das in die Ebene ausgebreitete Schema einer solchen Wicklung dargestellt. Die Anfänge  $a_1, b_1, c_1$  der Spulen 1, 2, 3 sind mit einander verbunden und die Enden zu den Segmenten  $abc$

geführt. Die Spule 2 befindet sich gerade in der neutralen Lage und ist aus dem Stromkreise ausgeschlossen.

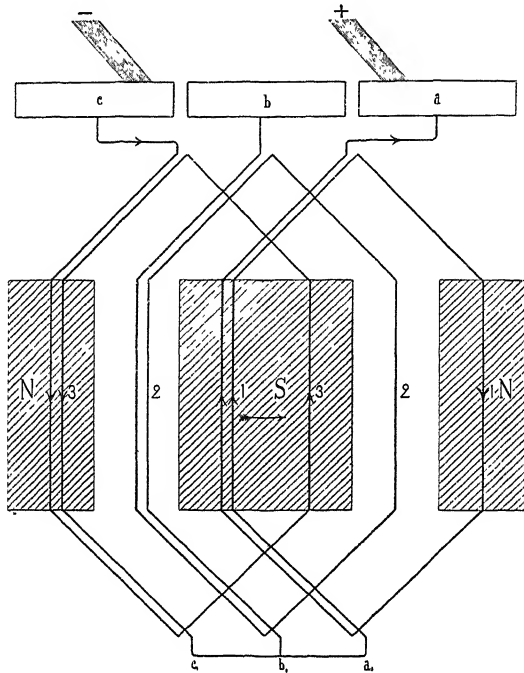


Fig. 126. Trommelwicklung nach Thomson-Houston.

Die Lage der Spulen zum Kommutator und zu den Bürsten in dem auf den Ankerkern aufgewickelten Schema wird durch Fig. 127

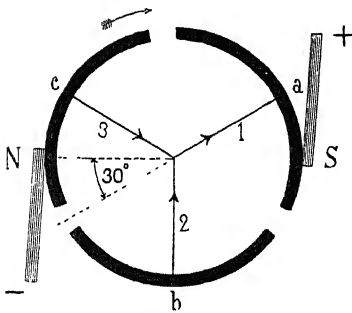


Fig. 127.

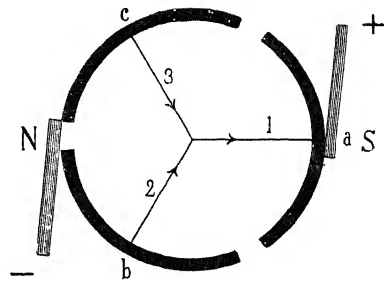


Fig. 128.

veranschaulicht. Die Spulen 1, 2, 3 sind durch Radien angedeutet, welche von den Kommutatorsegmenten *a*, *b*, *c* zum Mittelpunkte gehen. *NS* giebt die Lage der Pollinie.

Nach einer Drehung von  $30^\circ$  (Fig. 128) gelangt 1 zur grössten Wirksamkeit, 2 nähert sich dieser Lage und 3 der neutralen Linie.

Durch die auf *b* und *c* gleichzeitig aufliegende Bürste sind die Spulen 2 und 3 parallel verbunden. Nach einer weiteren kleinen Drehung wird 3 aus dem Stromkreise ausgeschaltet und durch Spule 2 ersetzt.

Die Parallelschaltung zweier Spulen dauert somit nur sehr kurze Zeit; um diese zu verlängern und die Wirksamkeit der magnetischen Felder besser auszunützen, könnte man, ebenso wie bei der Brushmaschine, die Kommutatorsegmente so verlängern, dass sie sich auf eine gewisse Strecke übergreifen. Thomson-Houston erreichen denselben Zweck durch Anwendung eines zweiten Bürstenpaares (Fig. 129), welches mit dem andern einen Winkel von ca.  $60^\circ$  einschliesst. Die gleichnamigen Bürsten sind leitend mit einander verbunden.

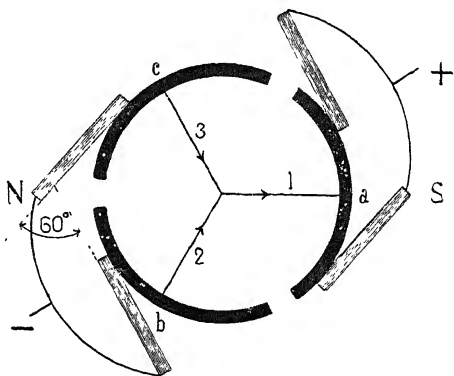


Fig. 129.

Die E. A.-G. vorm. Schuckert & Co. benutzt diese Schaltung für kleine zweipolige Gleichstrommotoren. Der Anker ist als dreifacher T-Anker (wie Fig. 137 aber mit 3 Polen) ausgeführt; derselbe besitzt somit 3 Spulen und der Kollektor 3 Lamellen.

#### 44. Mehrpolige Ringanker mit offener Wicklung.

Zu neuen und interessanten Wicklungsschemas gelangen wir, wenn wir die für zweipolige Maschinen gebräuchlichen Schaltungen von Brush und Thomson-Houston auf mehrpolige Maschinen ausdehnen.

In den nachfolgenden Figuren hat der Verfasser einige mehrpolige Schemas und zwar für Ringwicklung entworfen, dieselben lassen sich auch auf Trommelanker übertragen.

In Fig. 130 ist zunächst eine vierpolige Wicklung mit 6 Armaturspulen und 6 Kollektorlamellen dargestellt. Je zwei auf demselben Durchmesser liegende Spulen sind in Serie geschaltet, die Anfänge *a*, *b*, *c* der Doppelspulen sind an die Kollektorlamellen 1, 2, 3 befestigt und die Enden *a'*, *b'*, *c'* derselben sind leitend mit einander



verbunden. Verbinden wir noch die gegenüberliegenden Kollektorlamellen leitend mit einander, also 1 mit 1', 2 mit 2', 3 mit 3', so ist die Wirkungsweise dieser Anordnung mit der zweipoligen Wicklung von Thomson-Houston identisch, die Zahl der in Serie geschalteten Spulen ist hier aber doppelt so gross. In der gezeichneten Lage erfahren die Spulen 2, 2' die maximale Induktion; die Spulen mittlerer Wirkung 3, 3' und 1, 1' sind parallel und mit 2, 2' in Serie geschaltet. Der Stromlauf ist demnach

$$+ 2 - 2' - b' < \frac{a' - 1' - 1}{c' - 3' - 3} > -.$$

Dreht sich der Anker nach rechts, so wird 1, 1' ausgeschaltet, und der Stromlauf ist nun

$$+ 2 - 2' - b' - c' - 3' - 3 -;$$

alsdann gelangt 3, 3' in die Stellung maximaler Induktion, und 2, 2' ist mit 1, 1' parallel geschaltet u. s. f.

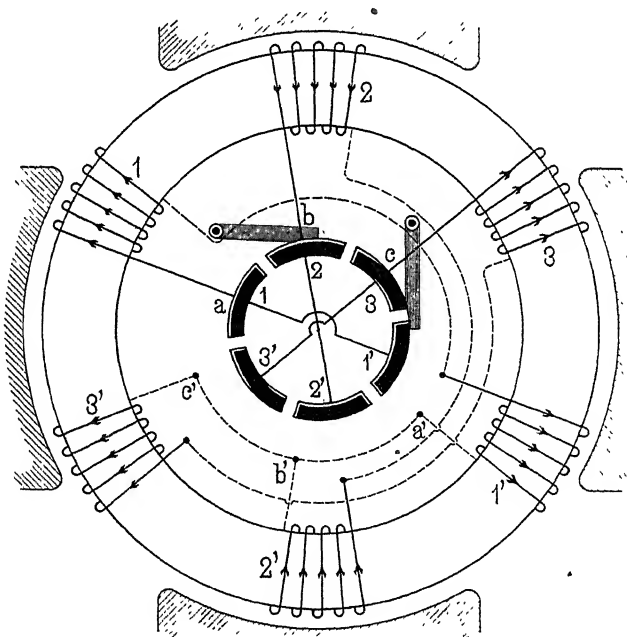


Fig. 130. Anwendung der Schaltung von Thomson-Houston auf einen vierpoligen Ringanker.

Ohne die Wirkungsweise der Maschine zu ändern, könnten 3 Spulen, z. B. 1', 2' und 3' fortgelassen werden. — Anstatt gleich-

gelegene Spulen in Serie zu schalten, könnten dieselben auch parallel verbunden werden. In diesem Falle werden die Enden von 1, 2 und 3 mit einander verbunden, und die Anfänge von 1', 2', 3' an die Segmente 1', 2', 3' angeschlossen und 4 Bürsten angeordnet.

Will man Anfang und Ende der in Serie geschalteten Spulen mit dem Kollektor verbinden, wie das bei der Brushwicklung der Fall ist, so gelangt man zu der Anordnung Fig. 131.

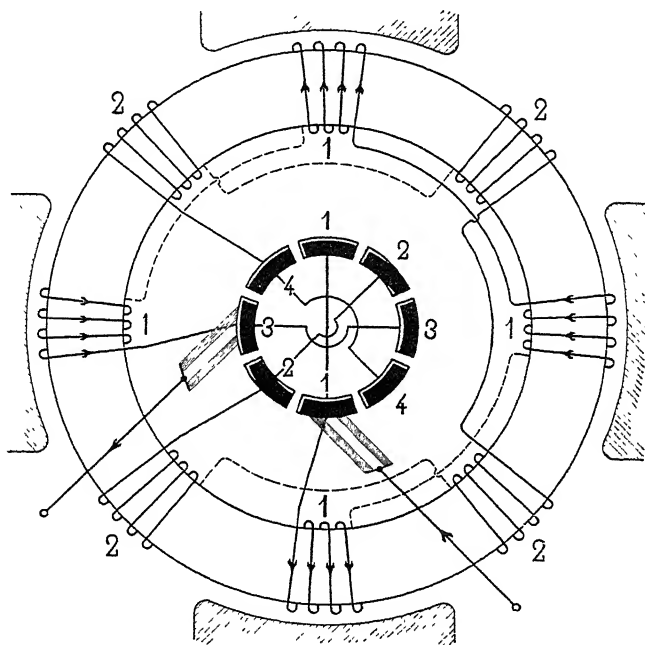


Fig. 131. Anwendung der Schaltung von Brush auf einen vierpoligen Ringanker.

Es sind 4 Pole und 8 Spulen vorhanden, je 4 gleichgelegene Spulen sind in Serie geschaltet und deren Enden mit zwei unter einem Winkel von  $90^\circ$  stehenden Lamellen des Kollektors verbunden. Der Kollektor hat 8 Lamellen und die gegenüber liegenden Lamellen sind leitend verbunden. Auf dem Kollektor schleifen 2 Doppelbürsten, deren Breite so gewählt ist, dass die Spulen 1 mit den Spulen 2 zeitweise parallel geschaltet sind. In der angenommenen Lage der Armatur haben die Spulen 1 die maximale Wirkung, die Spulen 2 liegen in der neutralen Zone und sind ausgeschaltet.

Dieses Schema kann ebenso wie das zweipolige Schema Fig. 123 als ein einfaches System angesehen werden, und wir können, um

die Stromschwankungen zu verkleinern, zwei solche Systeme, die um  $22\frac{1}{2}^{\circ}$  gegen einander verdreht sind, in Serie schalten. Fügen wir z. B. ein zweites System, dessen Spulen zwischen den Spulen 1 und 2 liegen, hinzu, so erhalten wir eine Armatur mit 16 Spulen und 2 Kollektoren mit 4 Doppelbursten, von denen zwei direkt mit einander verbunden sind.

In jeder aus 4 Spulen bestehenden Spulengruppe können, ohne die Wirkungsweise der Maschine zu stören, einzelne Spulen weg-

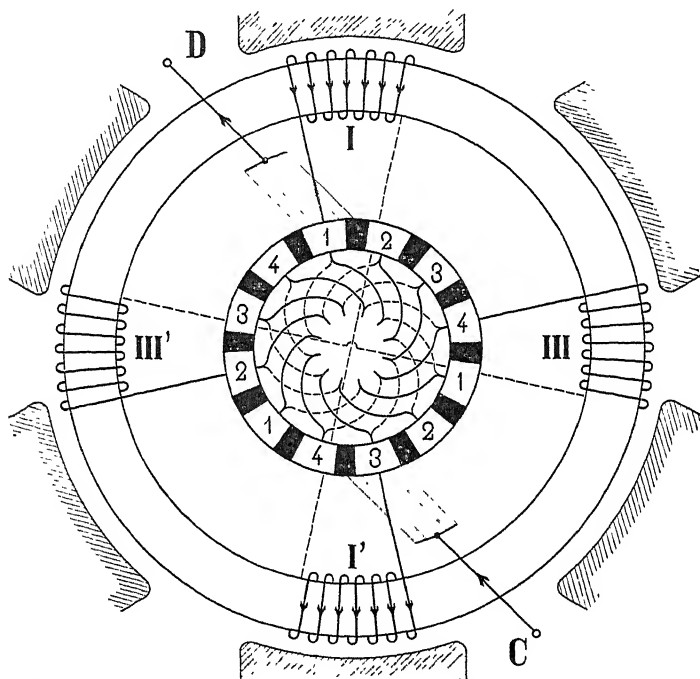


Fig. 132. Einfaches aus dem Schema von Brush abgeleitetes sechs-poliges Wicklungsschema.

gelassen werden, z. B. zwei gegenüber liegende Spulen einer Gruppe. In unserem Falle mit 4 Polen ( $p=2$ ) würde aber eine unsymmetrische Anordnung der Spulen entstehen.

Ist dagegen  $p$  ungerade, so kann auch bei reducirter Spulenzahl eine symmetrische Anordnung erreicht werden. Ein Beispiel hierzu giebt das Schema Fig. 132 mit 6 Polen und mit 2 Spulengruppen von nur 2 anstatt 6 in Serie geschalteten Spulen. Es sind hier nur die auf zwei senkrechten Durchmessern liegenden Spulen beibehalten worden. Der Kollektor hat 12 Lamellen, und je drei mit gleichen Nummern bezeichnete Lamellen

sind leitend verbunden. Die Doppelbürsten besitzen die Breite von etwa  $1\frac{1}{2}$  Kollektorsegmenten, die schwarzen Flächen bedeuten die Isolation. In der angenommenen Lage haben die Spulen  $II'$  die maximale Wirkung und die Spulen  $III III'$  sind ausgeschaltet, im nächsten Momente werden dieselben durch die Bürsten parallel verbunden, und dann wird  $II'$  ausgeschaltet u. s. f.

Ist allgemein die Zahl der Spulengruppen  $= S$ , so wird die Zahl der Kollektorsegmente  $= 2pS$ , und  $p$  Segmente, welche einen Winkel von  $\frac{360}{p}$  Grad mit einander einschliessen, sind leitend zu verbinden. Die Enden jeder Spulengruppe werden an 2 Segmente befestigt, welche um einen Winkel von  $\frac{180}{p}$  Grad oder ein ungerades Vielfache davon aus einander liegen. Die Zahl der Spulen  $S$  einer Gruppe ist gleich oder kleiner als  $2p$ , die Zahl der Bürsten bleibt unabhängig von der Polzahl gleich zwei.

Soll ein möglichst konstanter Strom erzeugt werden, so ist die Zahl der Spulengruppen zu vermehren; das kann auf zwei Arten geschehen, entweder werden mehrere auf dem Armaturumfang gegen einander versetzte Spulen parallel zu einander angeordnet, oder es werden mehrere Spulengruppen durch die Bürsten und zwei oder mehr Kollektoren in Serie geschaltet, wie bei der Brushwicklung.

Die letztere Anordnung eignet sich zur Erzeugung hoher Spannungen. Wir gelangen auf diese Weise zu der

#### 45. Wicklung der Westinghouse Electric Co.

Ueber die neue Bogenlichtmaschine der Westinghouse Electric Co., Pittsburg, ist bis jetzt nur wenig<sup>1)</sup> und über die Wicklung derselben meines Wissens nichts veröffentlicht worden.

Die Maschine besitzt die in Fig. 133 dargestellte Anordnung. Es sind 6 Magnetpole  $P$  vorhanden, welche durch eine besondere kleine Dynamo mit niedrig gespanntem Strome erregt werden.

Die Armatur besitzt, ähnlich den Wechselstrommaschinen derselben Firma, 8 Zacken mit aufgepressten, stark isolirten Spulen, und 2 Kollektoren mit je 12 Segmenten, die durch eine 16 mm breite Isolirschrift getrennt sind. Die Kollektoren sind um ungefähr ein halbes Segment gegen einander verschoben und durch eine 38 mm breite Isolirschrift geschieden.

<sup>1)</sup> E. T. Z. 1894, S. 515.

Die Stromabnehmer bestehen aus 4 Bürstenpaaren, von denen immer die eine Bürste das nächste Segment schon berührt, bevor die andere Bürste desselben Bürstenpaares ihr Segment verlassen hat.

Die länglichen Armaturspulen des Ankers sind besonders gewickelt und auf die Armaturzähne gepresst, wo sie durch keilförmige Holzstücke befestigt sind.

Die Zähne tragen, wie aus Fig. 133 sichtbar, grosse, die Armaturspulen weit überragende Vorsprünge, durch die im Verein mit der grossen Windungszahl eine starke Armaturreaktion auf das Feld

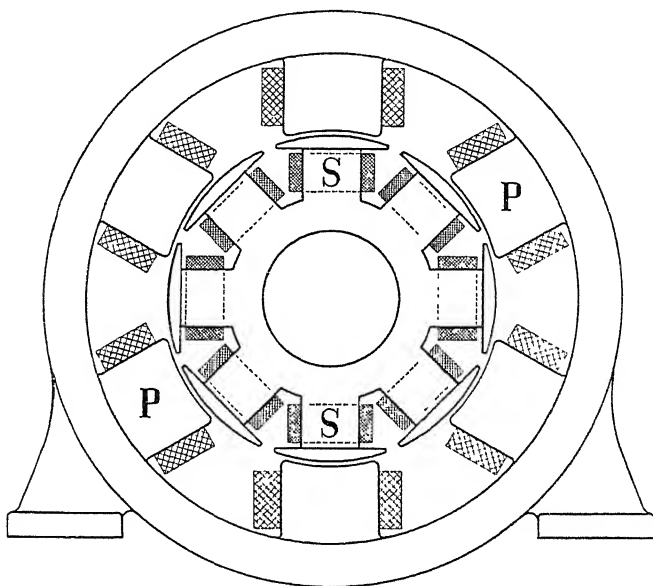


Fig. 133. Bogenlichtmaschine der Westinghouse Electric Co.

ausgeübt wird. Infolge dieser Einwirkung genügt schon eine geringe Erhöhung des Armaturstromes, um die EMK bedeutend zu vermindern, und umgekehrt bewirkt ein ganz minimales Abfallen des Stromes ein starkes Anwachsen der EMK.

Auf diese Weise ist eine Selbstregulierung im weitesten Sinne erreicht, so dass, selbst bei plötzlichem Ausschalten aller Lampen bis auf eine, die Stromstärke sich nur sehr wenig ändert.

Die Schaltung der Armaturspulen will ich, der Deutlichkeit wegen, für Ringwicklung aufzeichnen.

Nach den oben gegebenen Details dieser Maschine erhalten wir das Wicklungsschema offenbar durch Serienschaltung von zwei

Systemen nach Fig. 132, wobei das eine System um  $45^\circ$  gegen das andere versetzt ist, so dass die neuen Spulen  $II\ II'$  und  $IV\ IV'$  zwischen Spulen  $I\ I'$  und  $III\ III'$  zu liegen kommen. In Fig. 134 ist das vollständige Schema dargestellt.

Dieses Schema, das zunächst etwas schwer verständlich ist, können wir am einfachsten herstellen, wenn wir Fig. 132 auf ein

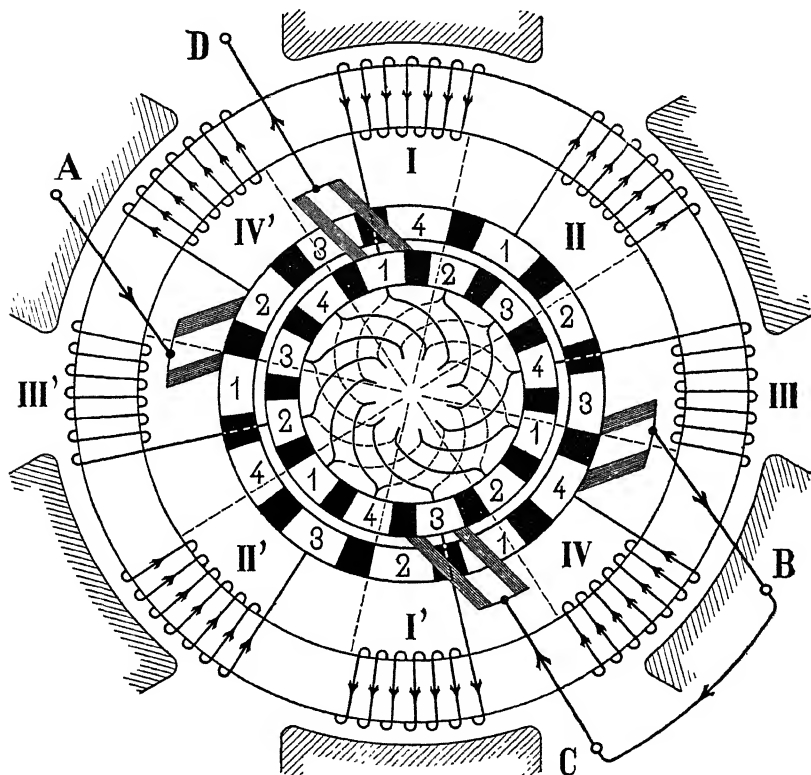


Fig. 134. Doppelter aus dem Schema von Brush abgeleitetes sechspoliges Wicklungsschema.

Stück Pauspapier zeichnen, jedoch ohne Bürsten. Wir verdrehen nun die Pause um  $45^\circ$  gegen das Original, die Bürsten sowie die Pole bleiben stehen. Bei dieser Drehung kommen die Kollektorsegmente 3 und 4 des gedrehten Schema unter die Bürsten  $D$ , und 1 und 2 unter die Bürsten  $C$  zu stehen. Der Deutlichkeit halber sind in Fig. 134 die beiden Kollektoren konzentrisch gezeichnet, und die Querverbindungen der Lamellen des äussern Kollektors sind fortgelassen. Man muss sich die mit gleichen Nummern versehenen Lamellen leitend verbunden denken.

Für den äusseren Kollektor sind die Bürsten, welche, wie wir oben gesehen, die Lamellen 1 und 2 bzw. 3 und 4 berühren müssen, an einer Stelle angebracht, in welcher sie sich mit  $D$  und  $C$  nicht mehr decken. Die Serienschaltung beider Wicklungen erfolgt nun durch Verbindung der Bürsten  $B$  und  $C$ .

Der Stromlauf ist für die angenommene Lage der Spulen in Fig. 135 dargestellt. Der Strom tritt bei  $A$  ein, vertheilt sich in die Spulenpaare  $II\ II'$  und  $IV\ IV'$ , um sich bei der Bürste  $B$  wieder zu vereinigen, fliesst nun von Bürste  $B$  und  $C$  und durch die

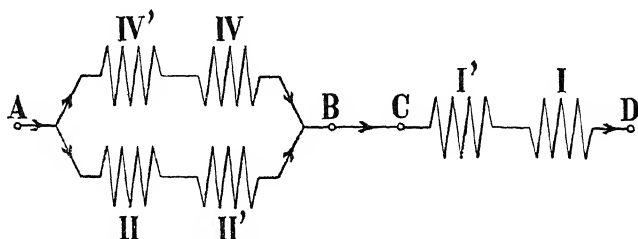


Fig. 135.

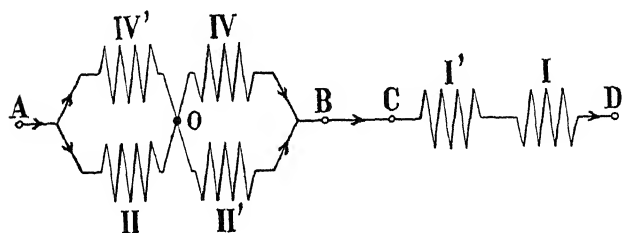


Fig. 136.

Spulen  $II\ II'$ , welche sich in der Lage der maximalen Induktion befinden, nach der Bürste  $D$ . Zwischen  $A$  und  $D$  liegt der äussere Stromkreis. — Die Spulen  $III\ III'$ , welche sich in der neutralen Zone befinden, sind aus dem Stromkreise ausgeschaltet.

Während der Rotation des Ankers ändert sich diese Gruppierung der Spulen beständig, aber dieselbe ist immer derart, dass die zwei Spulenpaare, in denen die Induktion zu- oder abnimmt, parallel verbunden und mit dem Spulenpaare, welches sich im Maximum der Induktion befindet, in Serie geschaltet sind. Das vierte Spulenpaar liegt in der neutralen Zone und ist aus dem Stromkreise ausgeschaltet.

In dem Schema Fig. 132 können die Querverbindungen  $I\ I'$  und  $III\ III'$  ebenso wie bei der Thomson-Houston-Wicklung (Fig. 125) leitend verbunden werden. Im vollständigen Schema Fig. 134 erhalten wir zwei solche Verbindungspunkte, es sind dann je zwei zu einander senkrecht laufende hintere Querverbindungen,

$I I'$  mit  $III III'$  und  $II II'$  mit  $IV IV'$ , zusammengeführt. — Die zwei parallel geschalteten Spulenpaare sind jetzt, wie Fig. 136 zeigt, im Punkte  $o$  leitend verbunden. Diese Verbindung, auf welche F. Eichberg in der Zschr. f. Elektrotechnik, 1897, Heft XIX, hinweist, kann jedoch nur nachtheilig sein. Die inneren Armaturströme, die bei ungleichen Widerständen der parallel geschalteten Spulen und ungleichen inducirten EMKen auftreten, werden dadurch beträchtlich erhöht.

#### 46. Polanker von Gérard.

Zu den mehrpoligen Ankern mit offener Wicklung gehört auch der in Fig. 137 abgebildete Anker von Gérard.

Es sind 4 Pole vorhanden, die Zahl  $S$  der Spulengruppen ist  $= 1$ , die Zahl der Kollektorsegmente  $K = 2p$ ,  $S = 4$ , und die gegenüber liegenden Segmente sind leitend verbunden.

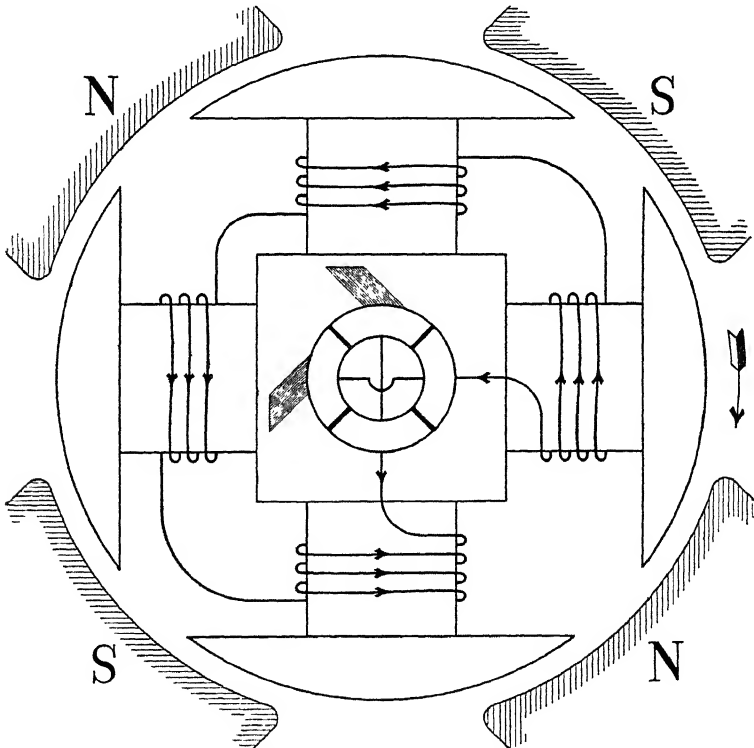


Fig. 137. Polanker von Gérard.

Die Wirkungsweise erklärt sich aus der Figur; der Pfeil entspricht der Drehrichtung als Motor.



## Elftes Kapitel.

47. Die Arten der Felderregung. — 48. Die Hauptschluss- oder Serieerregung. — 49. Die Nebenschluss- oder Shunterregung. — 50. Die gemischte oder Compounderregung.

### 47. Die Arten der Felderregung.

Die ersten Maschinen zur Stromerzeugung besaßen ein Feldsystem mit permanenten Stahlmagneten. Man bezeichnet solche als magnet-elektrische Maschinen. Die Stahlmagnete haben den Vorzug, dass zur Erhaltung des magnetischen Feldes keine elektrische Energie verbraucht wird, ihre Wirkung ist aber bei gleichem Gewichte viel kleiner als diejenige der Elektromagnete. Permanente Stahlmagnete werden heute nur noch für sehr kleine Dynamomaschinen verwendet, weil hier die Erregung von Elektromagneten bei selbsterregenden Maschinen eine sehr hohe Tourenzahl und eine im Verhältnisse zur Leistung der Maschine grosse Energie erfordert, so dass dieselben nur schwer oder gar nicht selbsterregend gehen würden.

Der Elektromagnet wurde im Jahre 1825 von Sturgeon erfunden und im Jahre 1851 machte Sinstedden darauf aufmerksam, dass man die Leistung der elektrischen Maschinen erheblich steigern könnte, wenn man den Strom einer magnet-elektrischen Maschine zur Erregung von Elektromagneten benutzen würde, zwischen denen ein zweiter Anker rotirt. Diese Idee hat Wilde im Jahre 1862 praktisch durchgeführt und erzielte gegenüber den älteren magnet-elektrischen Maschinen einen grossen Erfolg.

Man kann eine solche Maschine als fremderregte Maschine bezeichnen. In Fig. 138 ist eine solche schematisch dargestellt. Die Fremderregung wird heute noch öfters in besonderen Fällen angewandt, aber als Stromquelle für die Erregung werden selbsterregte Dynamomaschinen oder Akkumulatoren benutzt.

Von weit grösserer Bedeutung als die von Wilde eingeführte Fremderregung war für die Entwicklung des Dynamobaues das

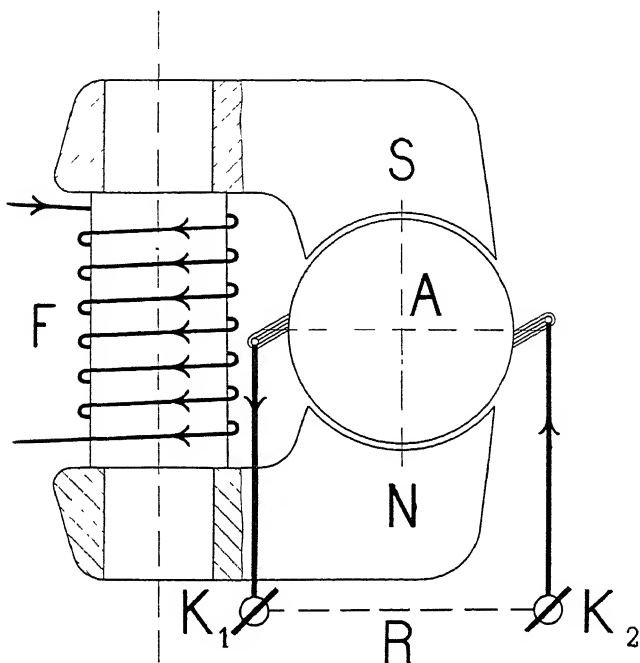


Fig. 138. Maschine mit Fremderregung.

von Werner Siemens im Jahre 1867 entdeckte Princip der Selbsterregung oder, wie er es nannte, das dynamo-elektrische Princip.

Die Selbsterregung kann auf verschiedene Arten erfolgen. Man unterscheidet, je nach der Schaltung der Erregerspulen, Hauptschluss-, Nebenschluss- oder Compounderregung.

#### 48. Die Hauptschluss- oder Serieerregung.

In Fig. 139 bezeichnet *A* den Anker und *SFN* das Feldsystem einer Dynamomaschine. Bevor man die Maschine zum ersten Male in Betrieb setzt, wird dieselbe mit Hülfe eines Batteriestromes oder des Stromes einer anderen Maschine magnetisirt oder fremderregt, indem man den Strom in die Feldwicklung einleitet. Nach Entfernung dieser magnetisirenden Kraft bleibt etwas Magnetismus im Feldsystem zurück und die Maschine ist nun im Stande mit Hülfe des remanenten Magnetismus dauernd selbsterregend anzugehen.

Verbinden wir nämlich jetzt die Klemmen  $K_1$   $K_2$  durch der Widerstand  $R$ , und setzen den Anker in Umdrehung, so inducirt der remanente Magnetismus im Anker einen schwachen Strom; dieser fließt durch die Wicklung der Feldmagnete und verstärkt das Magnetfeld; in dem verstärkten Felde steigt die inducirte EMK

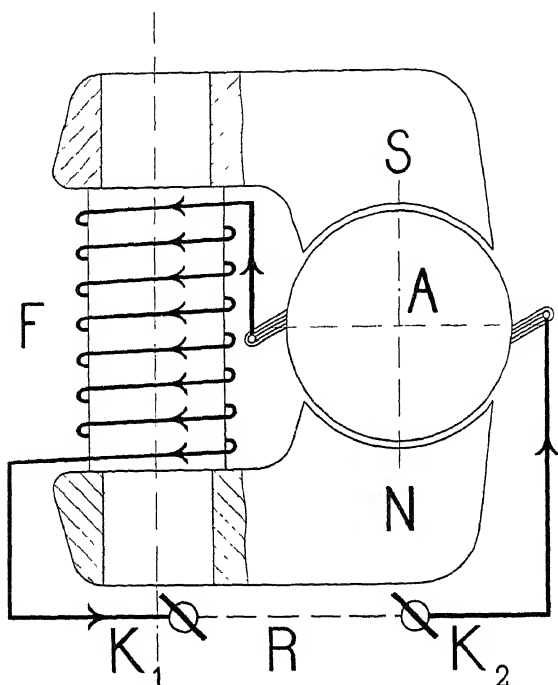


Fig. 139. Maschine mit Hauptschlusserregung.

des Ankers und die Stromstärke, und diese steigert wieder die Felderregung u. s. f.

Dieses wechselseitige Anwachsen der inducirten Spannung und der Stromstärke dauert so lange, bis eine gewisse Sättigung der Elektromagnete eingetreten ist und die Stromstärke einen vom Widerstande des Stromkreises abhängigen Betrag angenommen hat. Grosse Eisenmassen lassen sich oft nur langsam magnetisiren und es dauert viele Sekunden und sogar Minuten, bis die Selbsterregung den Gleichgewichtszustand erreicht hat. Die Selbsterregung kann nur entstehen, wenn die Schaltung der Feldspulen derart ist, dass der Magnetisirungsstrom den anfänglichen Magnetismus unterstützt.

### 49. Die Nebenschlusserregung.

Nach einer von Wheastone im Jahre 1867 ausgesprochenen Idee, die von W. Siemens im Jahre 1880 zum ersten Male ausgeführt wurde, kann man die Magnetwicklung in Nebenschluss zum Hauptstromkreise der Maschine legen, wie dies in Fig. 140 dar-

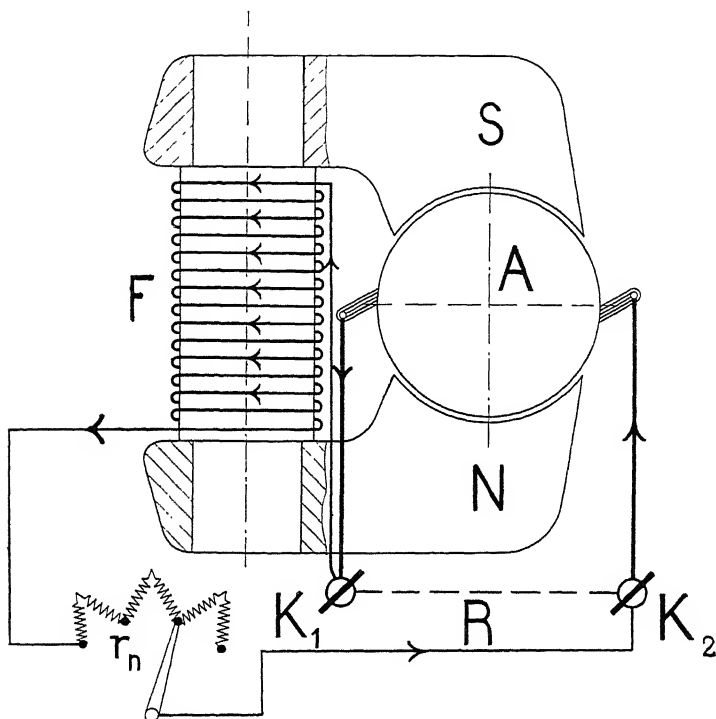


Fig. 140. Maschine mit Nebenschlusserregung.

gestellt ist. Die Erregung ist jetzt nicht mehr direkt abhängig vom äusseren Widerstande  $R$ , sondern nur noch von der Spannung zwischen den Klemmen  $K_1$  und  $K_2$  und dem Widerstande der Erregerwicklung. In den Stromkreis der Erregung ist noch ein Regulirwiderstand  $r_n$  eingeschaltet.

### 50. Die gemischte oder Compounderregung.

Die Methode, eine Dynamomaschine durch gemischte Erregung automatisch selbstregulierend zu machen, rührt von Marcel Deprez her.

Die Betrachtung der äusseren Charakteristik (s. das betreffende Kapitel) lehrt uns, dass bei Hauptschlussmaschinen die Klemmen-

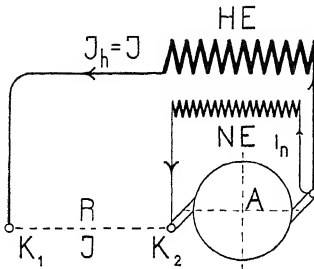


Fig. 141.

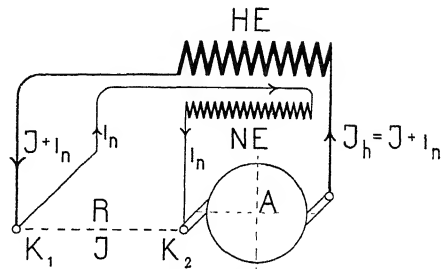


Fig. 142.

spannung  $E_k$  mit zunehmender Stromstärke  $J$  steigt, während bei Nebenschlussmaschinen umgekehrt  $E_k$  mit zunehmender Belastung der Maschine fällt.

Es muss sich daher durch eine gleichzeitige und im richtigen

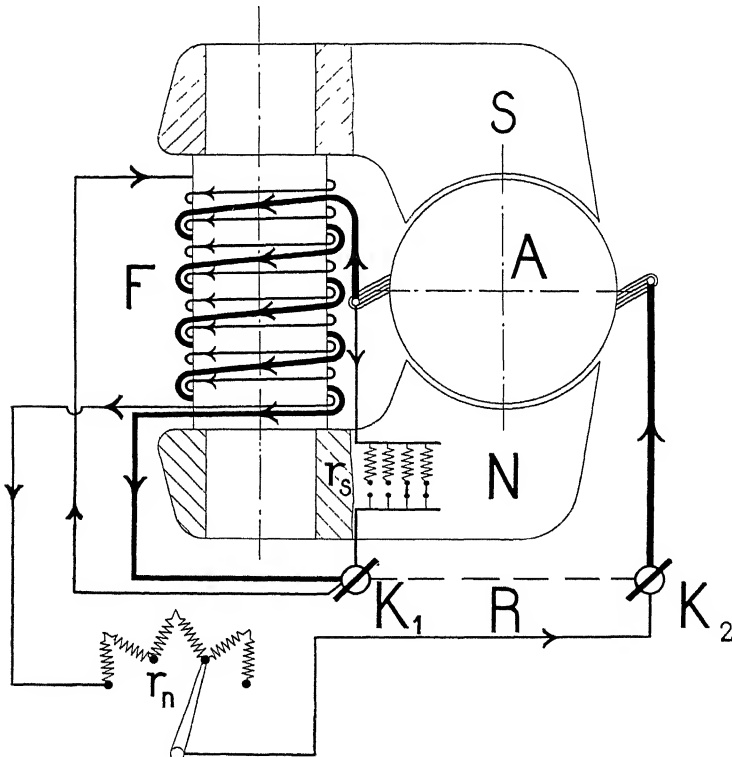


Fig. 143. Maschine mit Compounderregung.

Verhältniss bemessene Hauptschluss- und Nebenschlusserregung eine Maschine mit konstanter oder doch nahezu konstanter Klemmenspannung bauen lassen. Wie aus Fig. 141 u. 142 ersichtlich ist, kann die Nebenschlusserregung auf zwei Arten angeschlossen werden:

1. unmittelbar an die Bürsten (Fig. 141); dann fliesst in der Hauptschlusserregung  $HE$  der Nutzstrom  $J_h = J_a - i_n$ . Ist die Spannung zwischen den Klemmen  $K_1, K_2$  konstant, so steigt die Spannung der Nebenschlusswicklung zwischen Leerlauf und Vollast um  $J_h \cdot R_h$ .
2. an die Hauptklemmen  $K_1$  und  $K_2$  (Fig. 142). In diesem Falle fliesst in der Hauptschlusserregung  $HE$  der ganze Ankerstrom  $J_h = J_a = J + i_n$ . Dafür ist aber die Spannung an den Enden der Nebenschlusserregung  $NE$  bei Belastung kleiner als in Fig. 141 und bei konstanter Klemmenspannung ist sie ebenfalls konstant.

In Fig. 143 ist eine Compounderregung nach dem Schema von Fig. 142 dargestellt. Um die Erregung gut reguliren zu können, ist in den Stromkreis der Nebenschlusserregung ein Regulirwiderstand  $r_n$  eingeschaltet, und zur Hauptschlusserregung parallel ein Regulirwiderstand  $r_s$  gelegt.

Die Berechnung der Erregung und der Regulirwiderstände folgt im zweiten Theil des Buches.

## Zwölftes Kapitel.

51. Die Gleichstrommaschine als Generator und als Motor. — 52. Die Polarität eines selbsterregenden Generators; rechts- und linksgängige Ankerwicklungen. — 53. Drehrichtung der Gleichstrommaschine als Motor. — 54. Die Klemmenspannung und der Ankerstrom eines Generators und eines Motors.

### 51. Die Gleichstrommaschine als Generator und als Motor.

Die mechanische Kraft  $P$ , welche auf einen vom Strom  $i$  durchflossenen Stromleiter wirkt, dessen Länge senkrecht zum Kraftfluss gemessen gleich  $l$  cm ist, und der sich in einem Felde von der Stärke  $B$  befindet, hat den Werth

$$P = Bli \quad \text{abs. Einheiten}$$

oder wenn wir die Stromstärke  $i$  in Ampère einsetzen

$$P = Bli10^{-1} \quad \text{abs. Einheiten (Dynen)}$$

und da  $9,81 \cdot 10^5$  Dynen = 1 kg ist, wird

$$P = \frac{Bli}{9,81 \cdot 10^5} \text{ kg.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Bei einem Generator bewegt sich der Leiter entgegengesetzt zur Richtung von  $P$ , indem  $P$  den mechanischen Widerstand darstellt, der unter Aufwendung von Arbeit überwunden werden muss. Ist die Geschwindigkeit  $v$  cm/sec., so wird die pro sec. verbrauchte Arbeit

$$W = Pv = Bli v 10^{-1} \quad \text{abs. Einheiten (Erg.).}$$

Wollen wir die verbrauchte Leistung in Watt ausdrücken, so haben wir mit  $10^7$  zu dividiren und erhalten

$$W = Bli v 10^{-8} \text{ Watt.}$$

Die im Leiter inducirte EMK hat nach Gl. 1 die Grösse

$$e = Blv 10^{-8} \text{ Volt}$$

und Strom und EMK haben die gleiche Richtung, denn der erstere wird durch die letztere erzeugt. — Aus den beiden letzten Gleichungen folgt

$$W = ei \text{ Watt.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

Bei einem Motor bewegt sich der Leiter in der Richtung von  $P$ , die Bewegungsrichtung ist also derjenigen des Generators entgegengesetzt, und es wird mechanische Arbeit geleistet. Dieselbe ist ebenfalls

$$W = ei \text{ Watt.}$$

Die im Leiter inducirte EMK

$$e = Blv 10^{-8} \text{ Volt}$$

ist nun dem Strom  $i$  entgegengesetzt gerichtet; sie wird als gegen-elektromotorische Kraft bezeichnet. Damit der Strom  $i$  bestehen kann, müssen die Enden des Leiters mit einer Stromquelle verbunden werden. Ist die EMK dieser Stromquelle gleich  $E$  und  $R$  der Widerstand des Leiters, so muss nach dem Ohm'schen Gesetz die Beziehung bestehen

$$i = \frac{E - e}{R}$$

oder

$$E = e + iR \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (28).$$

## 52. Die Polarität eines selbsterregenden Generators. Rechts- und linksgängige Ankerwicklungen.

Die Wirkung der Gleichstromdynamomaschine beruht, wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, auf dem von Werner von Siemens zuerst benutzten dynamo-elektrischen Princip, nach welchem die Selbsterregung von dem remanenten Magnetismus ausgeht. Der beim Anlaufen der Maschine erzeugte schwache Strom muss dabei die Erregerspulen in einem solchen Sinne durchfließen, dass er den remanenten Magnetismus verstärkt. Die Polarität des remanenten Magnetismus bestimmt somit die Polarität eines selbsterregenden Generators.

Die nachfolgenden Figuren beziehen sich auf Nebenschlussmaschinen, aber dasselbe gilt auch für Maschinen mit Hauptschluss- und Compound-Erregung. Besitzt die in Fig. 144 dargestellte Maschine die mit  $S$  und  $N$  bezeichnete remanente Polarität, so wird bei Rechtsdrehung ein Strom von der angegebenen Richtung im Anker inducirt und bei der gegebenen Schaltung unterstützt der Erregerstrom den remanenten Magnetismus.



Wären die Verbindungen zwischen den Klemmen und den Erregerspulen vertauscht, so würde der Strom in den Erregerspulen dem remanenten Magnetismus entgegenwirken und ihn aufheben, so dass die Maschine zuletzt keinen Strom mehr liefern kann; das remanente Feld der Maschine ist vollständig vernichtet worden. Ändert man, anstatt die Klemmen zu vertauschen, die Drehrichtung der Maschine um, oder benutzt man Magnetspulen, die im entgegengesetzten Sinne gewickelt sind, so wird dasselbe eintreten, nämlich eine vollständige Entmagnetisierung der Maschine.

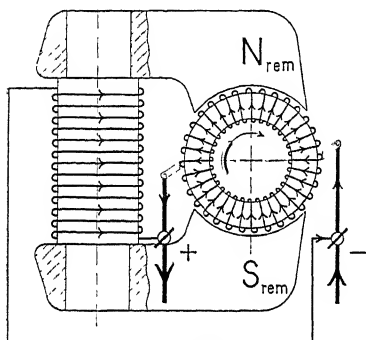


Fig. 144. Rechtsgängige Wicklung.

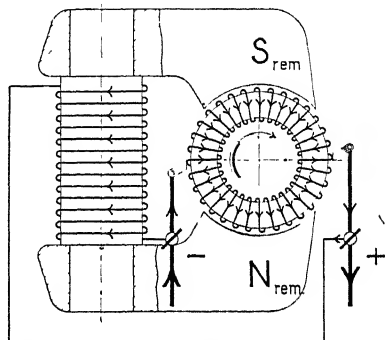


Fig. 145.

Dieselbe Wirkung hat auch die Umänderung des Wicklungsinnes der Armaturwicklung zur Folge. Die Spiralwicklung heisst man rechtsgängig, wenn der Draht sich nach einer rechtsgängigen Schraubenlinie um den Kern des Ringes schlingt (siehe Fig. 144 u. 145); im anderen Falle heisst man die Wicklung linksgängig. — Denkt man sich vor dem Kollektor eines Trommelankers stehend und verfolgt man, von irgend einer Kollektorlamelle  $x$  ausgehend, die Wicklung nach rechts im Sinne des Uhrzeigers, so heisst man die Wicklung rechtsgängig, wenn eine Verschiebung im magnetischen Felde nach rechts stattgefunden hat, und linksgängig, wenn eine Verschiebung nach links stattgefunden hat.

Eine Schleifenwicklung ist somit

rechtsgängig, wenn  $y_2 > y_1$

und linksgängig, wenn  $y_2 < y_1$ .

Eine Wellenwicklung ist

rechtsgängig, wenn  $y_k > \frac{K}{p}$

linksgängig, wenn  $y_k < \frac{K}{n}$ .

Wir sehen somit, dass eine Dynamomaschine nur Strom liefern kann, wenn die Drehrichtung des Ankers, der Wicklungssinn der Magnetspulen, der Wicklungssinn der Ankerwicklung und die Art der Verbindungen zwischen den Klemmen und den Erregerspulen gewisse Beziehungen zu einander besitzen. Ändert man nur einen von den vier Sinnen, z. B. den Wicklungssinn des Ankers, so wird die Maschine sich entmagnetisieren, welche Polarität auch der remanente Magnetismus der Maschine besitzt (Fig. 146). Ändert man zwei von den Sinnen, z. B. den Wicklungssinn des Ankers, und ver-

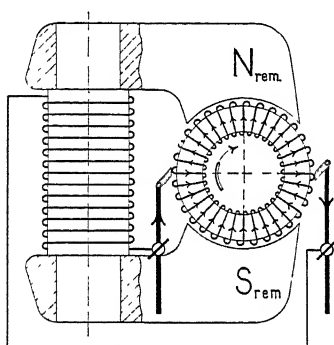


Fig. 146.

Linksgängige Wicklung.

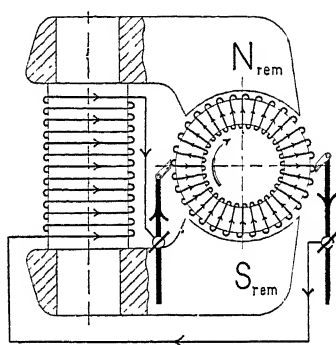


Fig. 147.

tauscht die Verbindungen zwischen den Klemmen und den Erregerspulen, so wird die Maschine wieder Strom liefern können (Fig. 147), und zwar ist die Polarität der Maschine nur abhängig von der Polarität des remanenten Magnetismus. Ändert man dagegen drei von den Sinnen, was durch Änderung der Drehrichtung geschehen kann, so entmagnetisiert die Maschine sich wieder. — Dynamomaschinen, bei welchen die Drehrichtung und die Wicklungssinne in richtiger Beziehung zu einander stehen, liefern stets Strom und die Stromrichtung ist nur abhängig von der Polarität des remanenten Magnetismus der Maschine (Fig. 144 und 145).

Tritt deswegen durch irgend eine äussere Ursache eine Ummagnetisierung einer Maschine ein, so wird die Maschine die neue Polarität, die sich nach der Ummagnetisierung einstellt, beibehalten, in welcher Richtung man die Maschine auch dreht und wie man dieselbe auch schaltet. Um die Maschine auf die alte Polarität zu bringen, muss dieselbe mittelst einer fremden Stromquelle wieder ummagnetisiert werden.

### 53. Drehrichtung der Gleichstrommaschine als Motor.

Wir können die Drehrichtung leicht bestimmen, wenn wir beachten, dass die inducierte EMK der Stromrichtung entgegengesetzt sein muss. Lassen wir zwischen den Klemmen einer Hauptschlussmaschine eine Spannung wirken, die die entgegengesetzte Polarität hat wie die Spannung, welche die Maschine als Generator (Fig. 148a) erzeugt, so werden die Ankerwicklung und die Magnetspulen (Fig. 148b) von einem Strom in derselben Richtung durchflossen werden, als wenn die Maschine als Generator läuft, und die Maschine wird jetzt in der entgegengesetzten Richtung als Motor laufen. Gleichgewickelte Hauptschlussmaschinen laufen deswegen als Motor und als Generator in entgegengesetzter Richtung.

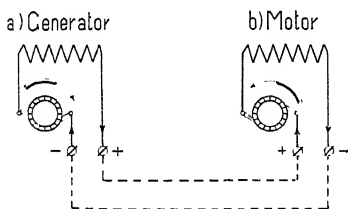


Fig. 148.

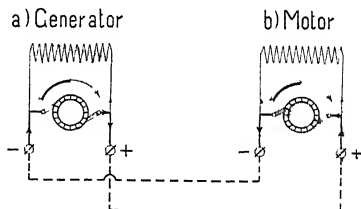


Fig. 149.

Betrachten wir dagegen eine Nebenschlussmaschine, und führen wir den Klemmen derselben eine Spannung zu, welche dieselbe Polarität hat wie die Spannung, welche die Maschine als Generator erzeugen würde, so wird die Richtung des Erregerstromes dieselbe bleiben, während der Ankerstrom die entgegengesetzte Richtung erhält (s. Fig. 149). Die Nebenschlussmaschine läuft daher als Motor in derselben Richtung wie als Generator.

Hieraus folgt, dass ein Hauptschlussmotor keinen Strom in ein Leitungsnetz liefern kann, wenn er in derselben Richtung angetrieben wird wie er als Motor läuft. Ein Nebenschlussmotor dagegen kann bei derselben Drehrichtung als Generator arbeiten. In einem Nebenschlussmotor, als Generator angetrieben, würde also der Ankerstrom seine Richtung umkehren und er würde Strom in das Netz abgeben.

Um die Drehrichtung eines Motors umzukehren, genügt es nicht etwa, die Polarität des zugeführten Stromes an den Klemmen zu vertauschen, weil damit zwei Umkehrungen (Ankerstrom und Erregerstrom) verbunden sind, sondern man muss durch entsprechende Umschaltung entweder nur die Richtung des Ankerstromes oder nur diejenige des Erregerstromes wechseln.

Will man einen Hauptschlussmotor unter Beibehaltung der Drehrichtung zum Generator machen, so muss ebenfalls entweder nur der Ankerstromkreis oder nur die Erregerwicklung umgeschaltet, d. h. die Klemmen derselben vertauscht werden, wovon bei der Bremsstellung der Strassenbahnmotoren Gebrauch gemacht wird.

#### 54. Die Klemmenspannung und der Ankerstrom eines Generators und eines Motors.

In einem Generator sind Strom und inducirte Spannung gleichgerichtet, es ist daher die Klemmenspannung stets kleiner als die in der Ankerwicklung inducirte Spannung, und zwar um den Spannungsverlust  $J_a R_a$  in dieser Wicklung,  $\frac{2}{a} J_a R_u$  im Uebergangswiderstand vom Kollektor zu den Bürsten und  $J_a R_h$  in der Hauptschlusswicklung, wenn eine solche vorhanden und  $J_h = J_a$  ist. Also ist die Klemmenspannung eines Generators

$$E = E_a - J_a (R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h).$$

In einem Motor dagegen sind Ankerstrom und inducirte Spannung entgegengesetzt gerichtet. Also ist die Klemmenspannung eines Motors

$$E = E_a + J_a (R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h).$$

Bezeichnet  $J$  die an das Netz abgegebene bez. die vom Netz aufgenommene Stromstärke,  $i_n$  die Stromstärke im Nebenschluss, so ist der gesammte Ankerstrom  $J_a$  (siehe Fig. 149)

$$\begin{array}{l} \text{bei einem Generator} \quad J_a = J + i_n \\ \text{bei einem Motor.} \quad J_a = J - i_n. \end{array}$$

Der Ankerzweigstrom  $i_a$  ist

$$i_a = \frac{J_a}{2a}.$$

## Dreizehntes Kapitel.

55. Die Bestandtheile des Feldsystems. — 56. Die Form und die Anordnung der Feldmagnete. — 57. Zweipolige Feldmagnetgestelle. — 58. Mehrpolige Feldmagnetgestelle.

### 55. Die Bestandtheile des Feldsystems.

Wir haben im dritten Kapitel, Seite 44, gesehen, dass in einer Gleichstromarmatur eine EMK

$$E = \Phi \cdot N \cdot \frac{p}{a} \cdot \frac{n}{60} \cdot 10^{-8}$$

inducirt wird, worin  $\Phi$  den in die Armatur eintretenden Kraftfluss pro Pol bzw. den in die Fläche einer kurzgeschlossenen Ankerwindung eintretenden Kraftfluss bezeichnet.

Die Gesammtheit aller Kraftflüsse, die im Raume feststehen, bilden das magnetische Feld, in welchem die Armatur rotirt.

Da alle Kraftröhren geschlossene Röhren sind, so muss gleichviel Kraftfluss aus dem Anker austreten wie eintreten.

Sowohl um den Kraftfluss zu erzeugen, als um denselben ausserhalb des Ankers durch einen geringen magnetischen Widerstand zu leiten, benutzt man ein Feldsystem, bestehend aus den Feldpolen und dem Joch. Die Stellen, wo der Kraftfluss in das Feldmagnetsystem eintritt, bezeichnet man als Südpole, und diejenigen, wo er austritt, als Nordpole.

Die Feldmagnete dienen als Sitz für die magnetisirende Kraft, d. h. als Träger der Feldmagnetspulen, welche den Kraftfluss  $\Phi$  erzeugen.

### 56. Die Form und die Anordnung der Feldmagnete.

Die Form und die Anordnung der Feldmagnete gehören zu den am meisten hervortretenden Merkmalen der verschiedenen Typen von Dynamomaschinen. Hat man einen bestimmten Zweck

für die Maschine im Auge, so eignet sich dazu nicht jede Form der Feldmagnete. Ferner sind die Grösse der Maschine und die Ankerkonstruktion für die Zahl und Anordnung der Feldpole bestimmend.

Für die Feldmagnete wird Material von grosser magnetischer Permeabilität verwendet, also weicher Stahlguss, Flusseisenguss, Schmiedeisen, Eisenblech und Gusseisen.

Da die Permeabilität von weichem Stahlguss oder Flusseisen ungefähr doppelt so gross ist wie diejenige des Gusseisens, so ergeben die ersteren einen kleineren Querschnitt für die Magnetkerne und daher eine geringere Kupfermenge für die Erregerwicklung. Aus diesem Grunde werden häufig, auch wenn das Joch aus Gusseisen besteht, die Magnetkerne aus Stahlguss, Flusseisenguss, Schmiedeisen oder Eisenblech hergestellt. — Für die Magnetkerne wird der kreisförmige Querschnitt bevorzugt, weil er am einfachsten zu bearbeiten ist und für eine gegebene Fläche die kleinste Windungslänge für die Magnetwicklung ergibt.

In den folgenden Figuren sind die bekanntesten Formen der Feldmagnete zusammengestellt.

### 57. Zweipolige Feldmagnetgestelle.

Die einfachste Form ist die von Fig. 150. Dieselbe besitzt aber verschiedene Nachtheile, und zwar wird das magnetische Feld wegen der unsymmetrischen Form ebenfalls unsymmetrisch, ferner

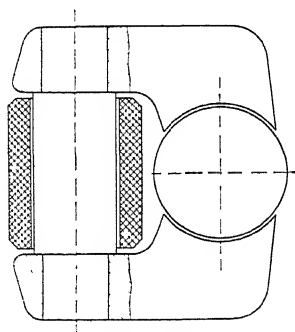


Fig. 150.

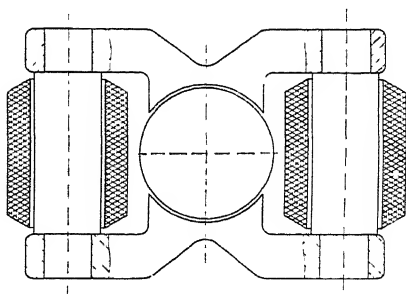


Fig. 151.

ist diese Feldmagnetkonstruktion verhältnissmässig schwer und die einzige Erregerspule hat eine verhältnissmässig grössere Abkühlungsfläche nothwendig, als wenn die Erregung getheilt ist, auch ist die Streuung ziemlich gross.

Durch Vereinigung von zwei solchen Feldmagneten erhalten wir den Manchestertyp (Fig. 151), der symmetrisch ist, sonst aber dieselben Nachtheile hat, wie der Typ Fig. 150. Eine Feldspule umschlingt hier nur den halben Kraftfluss eines Poles. Eine grössere Abkühlungsfläche der Erregerspule erhalten wir, wenn wir dieselbe theilen und so anordnen, dass jede Spule den gesammten Kraftfluss eines Poles umschlingt; auf diese Weise erhalten wir Fig. 152.

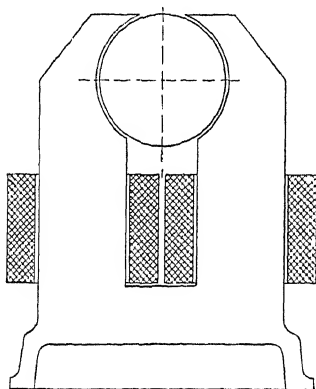


Fig. 152.

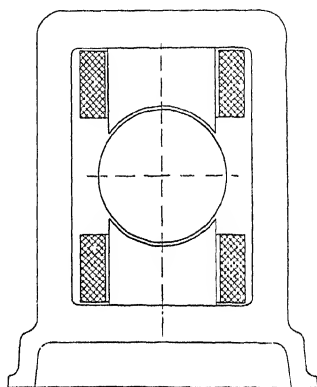


Fig. 153.

Da die beiden Feldpole mit grossen freien Flächen neben einander liegen, so ist die Streuung dieser Form gross.

Eine vorzügliche und viel gebräuchliche Anordnung ist diejenige von Fig. 153. Die freien Polflächen sind hier klein und die

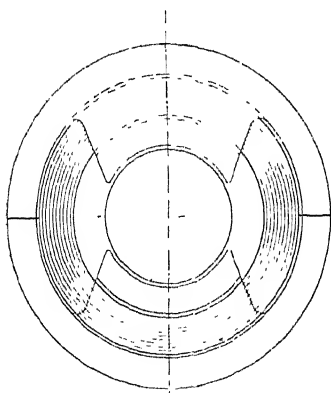


Fig. 154a.

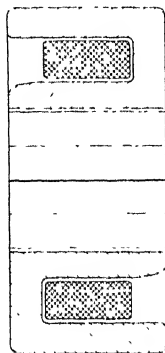


Fig. 154b.

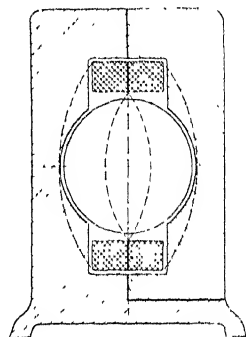


Fig. 155.

Streuung ist deshalb bedeutend kleiner als bei den bisher erwähnten Typen. Ferner sind die Magnetspulen vom Eisen umschlossen,

wodurch dieselben sowohl gegen mechanische Beschädigungen geschützt als gegen eine Vergrößerung der magnetischen Streuung durch benachbarte Eisenmassen geschirmt sind.

Eigenartig ist der Feldmagnet von Lundell (Fig. 154a u. 154b), wo das Joch ringförmig ausgebildet ist und wo eine einzige ringförmige Erregerspule zwischen Joch und den Polhörnern liegt.

Eickenmeyer hat durch seine Konstruktion (Fig. 155) eine gedrungene Form mit möglichst kleiner Streuung angestrebt. Zum

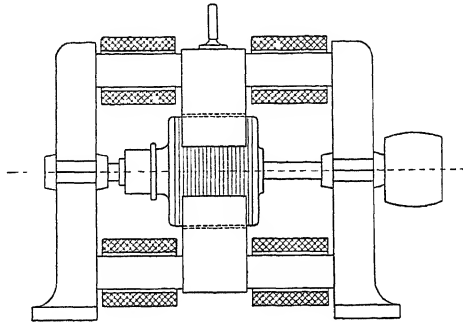


Fig. 156.

Schlusse sei noch ein Typ erwähnt, der mehr historisches Interesse hat. Es ist dies die Gramme'sche Dynamomaschine (Fig. 156), welche früher von Schuckert und andern Firmen viel gebaut worden ist.

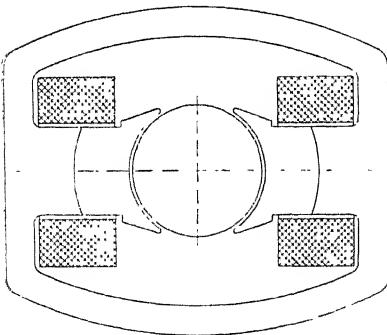


Fig. 157.

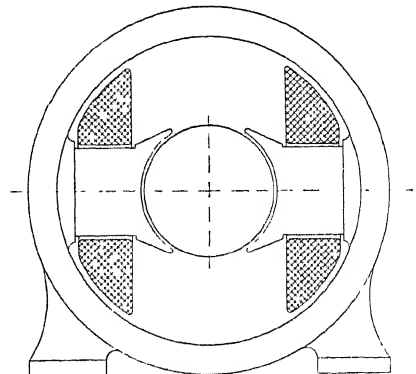


Fig. 158.

In den Fig. 157 u. 158 sind die gebräuchlichsten zweipoligen Stahlgussmagnetgestelle skizzirt. Von denselben ist der letzte Typ besonders bemerkenswerth; er hat die kleinste Streuung und ist von sehr gefälliger Form.



### 58. Mehrpolige Feldmagnetgestelle.

In Fig. 159 werden durch zwei Spulen vier Pole erzeugt. Solche Maschinen haben den Vortheil einer kleinen gedrungenen Gestalt und wurden deshalb früher als Trambahnmotoren vielfach verwendet. Da aber durch die Folgepole ungleiche Streuung ent-

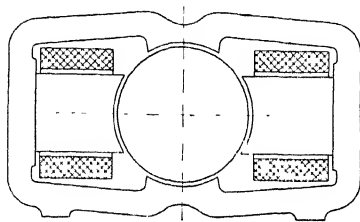


Fig. 159.

steht, was für die Kommutation ein Nachtheil ist, so werden diese Magnetgestelle heute selten gebaut. Die heute am meisten noch verwendeten Formen für mehrpolige Maschinen sind die Aussenpoltypen, welche in den Fig. 160 bis 163 dargestellt sind. Das Material der ersten beiden Formen ist Gusseisen.

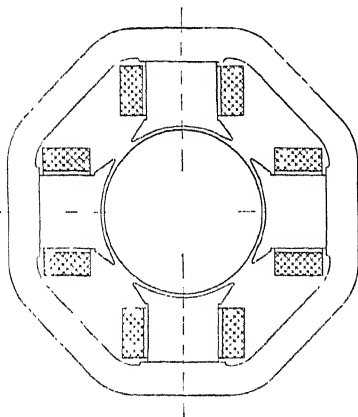


Fig. 160.

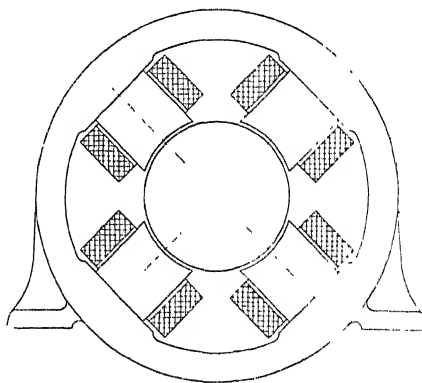


Fig. 161.

Bemerkenswerth ist die Anordnung von Thury (Fig. 162), welche die Vorthteile einer grossen Abkühlungsfläche der Erreger-  
spulen und guter Ventilation besitzt. Die Nachtheile dieses Systems sind: Der grosse Kupferverbrauch und die infolge der vielen

Trennungsflächen entstehende Vertheuerung der Maschine. Dafür ist sie aber wegen der Zerlegung in viele Theile leicht trans-

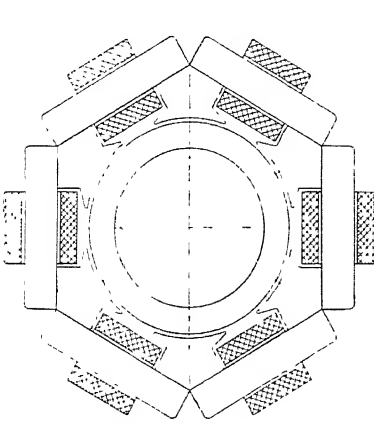


Fig. 162.

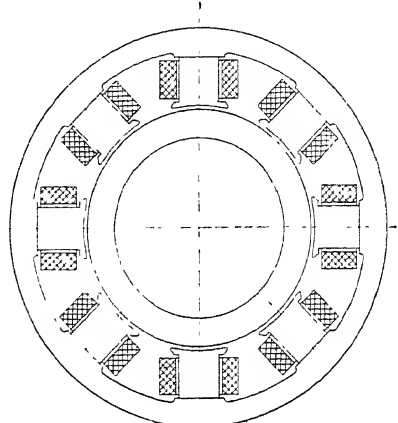


Fig. 163.

portabel. Thury verwendet für diese Type Schmiedeisen. Fig. 163 stellt uns eine moderne vielpolige Maschine aus Stahlguss dar. Früher baute Siemens & Halske auch Innenpolmaschinen (Fig. 164).

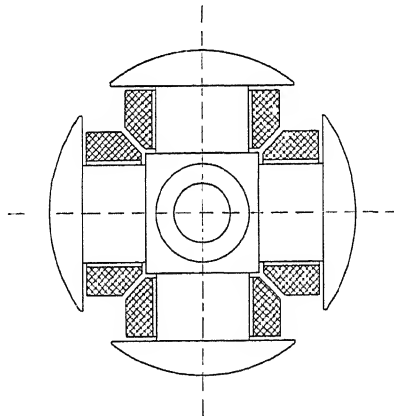


Fig. 164.

Fig. 165 giebt uns die Form der alten Flachringdynamo von Schuckert an.

Fig. 166 ist die Skizze einer Gleichpoltype, bei welcher die Erregerwicklung aus einer Spule besteht und vom Joch und den Magneten eingeschlossen ist.

Ausser diesen angeführten Formen von Feldmagneten giebt es noch eine grosse Zahl anderer Anordnungen, auf welche erst

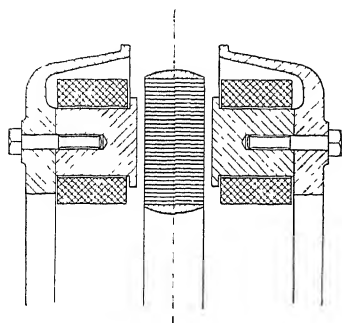


Fig. 165.

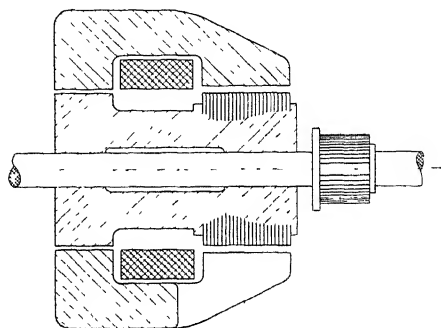


Fig. 166.

bei der Konstruktion der Dynamomaschine näher eingegangen wird. Diese gegebenen Beispiele hatten nur den Zweck, die verschiedenen Feldanordnungen principiell zu erläutern.

## Vierzehntes Kapitel.

59. Die Berechnung der Magnetisirungskurve einer Dynamomaschine. — 60. Berechnung der Ankerwindungen ( $AW_i$ ) für den Luftspalt  $\delta$ . — 61. Berechnung der Feldkurve bei Leerlauf und Berechnung des ideellen Polbogens  $b_i$ . — 62. Berechnung der ideellen Ankerlänge  $l_i$ . — 63. Berechnung der Amperewindungen ( $AW_z$ ) für die Zähne. — 64. Berechnung der Amperewindungen ( $AW_a$ ) für den Ankerkern. — 65. Berechnung der Ankerwindungen ( $AW_m$  und  $AW_j$ ) für die Feldmagnete und das Joch. — 66. Die Feldstreuung und Berechnung derselben.

### 59. Die Berechnung der Magnetisirungskurve einer Dynamomaschine.

Die Feldmagnete, die Luftzwischenräume  $\delta$  zwischen dem Pol und Armatureisen und das Armatureisen bilden bei jeder Dynamomaschine einen einfachen oder mehrfachen magnetischen Kreis.

Denken wir uns die Armatur stromlos und die Feldmagnete erregt, so entspricht jeder Ampèrewindungszahl eine bestimmte magnetische Strömung  $\Phi_a$  durch den Ankerkern. Tragen wir die Ampèrewindungen als Abscissen und die zugehörigen Werthe des Kraftflusses als Ordinaten auf, so erhalten wir die Magnetisirungskurve der Maschine. Ist die Umdrehungszahl der Maschine konstant, so entspricht jedem Kraftfluss  $\Phi_a$  eine bestimmte im Anker inducirte EMK  $E_a$ . Befinden sich ferner die Bürsten in der neutralen Zone, so wird der Kraftfluss  $\Phi$ , der die kurzgeschlossene Spule durchdringt gleich  $\Phi_a$  und daher die EMK  $E_a$  proportional  $\Phi_a$ ; man kann also statt  $\Phi_a$  auch die EMK  $E_a$  als Ordinate auftragen.

Um die Magnetisirungskurve zu berechnen, gehen wir aus von dem Fundamentalgesetz, das die Abhängigkeit zwischen den elektrischen und magnetischen Kräften ausdrückt. Bildet man das Linienintegral der magnetischen Kraft  $H$  längs einer geschlossenen Kurve  $C$ , so ist dasselbe proportional mit den von der betrachteten Kurve umschlungenen Ampèrewindungen, und gewöhnlich schreibt man

$$\int_C H \cdot dl = 0,4 \pi i w,$$

wo  $H$  und  $l$  in absoluten Einheiten und  $i$  in Ampère gemessen sind.

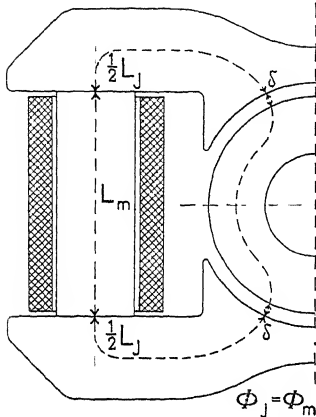


Fig. 167. Mittlerer Kraftlinienweg des magnetischen Kreises.

Wir erstrecken nun das Integral über die Kurve, welche durch die Schwerpunkte der Querschnitte des magnetischen Kreises verläuft.  $iw$  stellt somit die Ampèrewindungen derjenigen Feldmagnetspulen dar, welche die Kurve durchsetzt, oder die Ampèrewindungen pro magnetischen Kreis, die wir fernerhin mit  $AW_{ko}$  bezeichnen. Bei der Manchestertype (Fig. 167) z. B. umschlingt die Kurve nur eine Feldmagnetspule, bei den gewöhnlichen Radialpoltypen (Fig. 168) dagegen zwei Spulen.

Der magnetische Kreis kann stets in mehrere Theile zerlegt werden, von welchen jeder auf der ganzen Länge beinahe konstanten Querschnitt und eine konstante

Der magnetische Kreis kann stets in mehrere Theile zerlegt werden, von welchen jeder auf der ganzen Länge beinahe konstanten Querschnitt und eine konstante

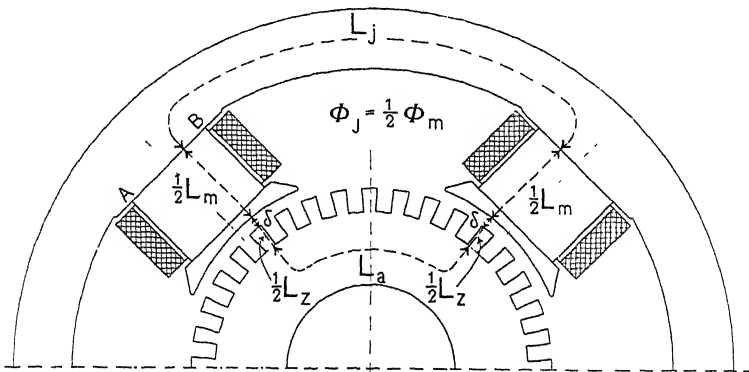


Fig. 168. Mittlerer Kraftlinienweg des magnetischen Kreises.

magnetische Kraft  $H$  hat; deswegen kann das Integral durch eine Summe ersetzt werden und es wird

$$AW_{ko} = iw = 0,8 \int_C H dl = 0,8 H_1 L_1 + 0,8 H_2 L_2 + \dots$$

Indem

$$H_x = \frac{B_x}{\mu_x} = \frac{\Phi}{Q_x \mu_x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

wird

$$AW_{ko} = \frac{0,8 L_1}{\mu_1} \cdot \frac{\Phi}{Q_1} + \frac{0,8 L_2}{\mu_2} \cdot \frac{\Phi}{Q_2} + \dots = \Phi R_{m_1} + \Phi R_{m_2} + \dots (30)$$

wo  $R_{m_1}$ ,  $R_{m_2}$  den magnetischen Widerstand der Strecken  $L_1$  bzw.  $L_2$  bezeichnet.  $AW_{ko} = i \cdot w$  heisst man auch die magneto-motorische Kraft des magnetischen Kreises.

Der Bequemlichkeit halber bezeichnen wir im Folgenden  $0,8 H_x$  mit  $aw_x$ , d. h. als Ampèrewindungen pro Centimeter Länge; also wird

$$AW_{ko} = aw_1 L_1 + aw_2 L_2 + \dots \quad (31)$$

Um das zum Kraftflusse  $\Phi$  gehörige  $AW_{ko}$  zu berechnen, geht man in folgender Weise vor: Man bestimmt für die verschiedenen Theile des magnetischen Kreises die daselbst vorhandene Sättigung  $B_x = \frac{\Phi}{Q_x}$  und entnimmt aus der Magnetisirungskurve des betreffenden Materials die diesem  $B_x$  entsprechende Ampèrewindungszahl  $aw_x$  pro Centimeter; die Summe  $\Sigma aw_x L_x$  giebt dann die Ampèrewindungen  $AW_{ko}$  pro Kreis.

Die Kurve, welche für eine bestimmte Eisensorte die Abhängigkeit der Werthe  $aw$  oder  $H$  von der Induktion  $B$  darstellt, heisst die Magnetisirungskurve dieser Eisensorte. Sie muss experimentell ermittelt werden und charakterisirt uns das magnetische Verhalten des Eisens.

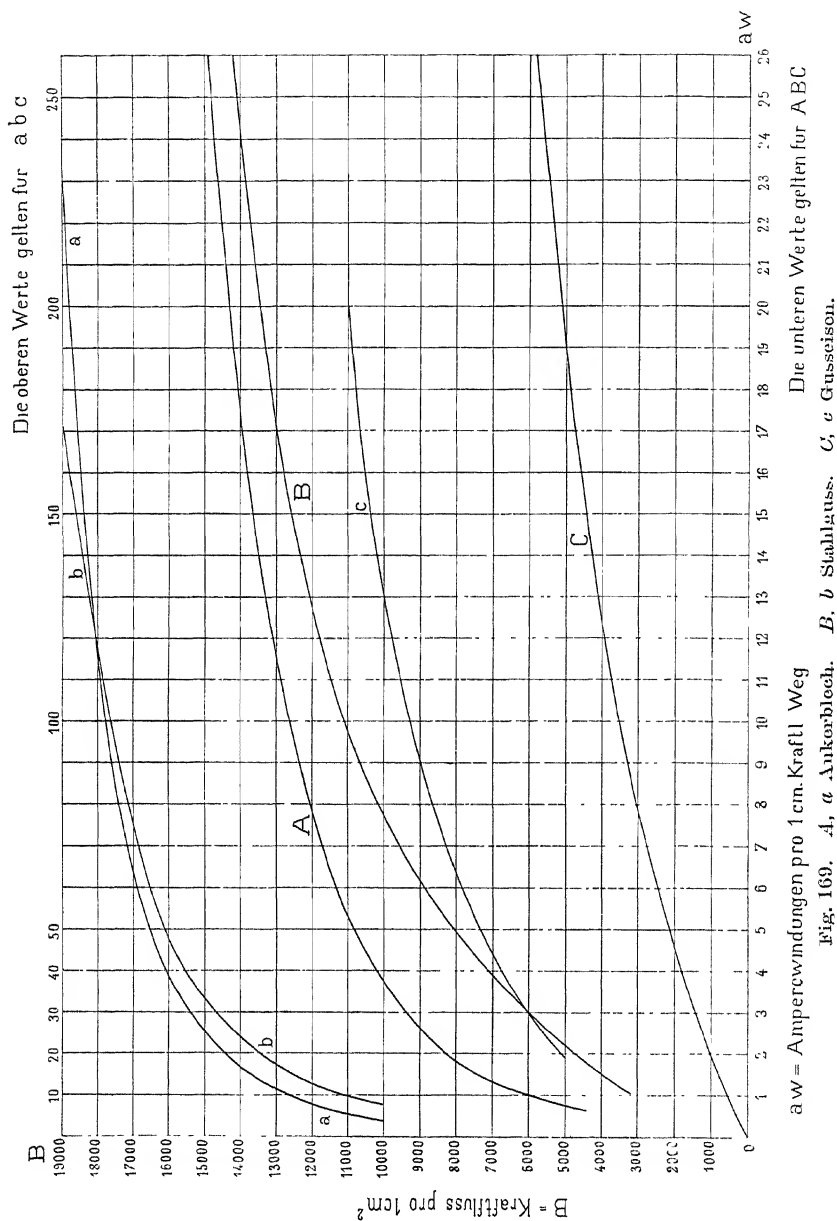
Für unsere Zwecke ist es am bequemsten, wenn die Werthe  $aw = 0,8 H$  als Abscissen und die zugehörigen Werthe  $B$  als Ordinaten aufgetragen werden.

Um die Magnetisirungskurve einer Maschine berechnen zu können, müssen bekannt sein:

1. die Eisendimensionen der Feldmagnete und der Armatur;
2. die magnetischen Eigenschaften bzw. die Magnetisirungskurve von jeder der verwendeten Eisensorten.

In Fig. 169 sind die Magnetisirungskurven verschiedener Eisensorten dargestellt. Sie entsprechen den Mittelwerthen von Versuchsergebnissen gebräuchlicher Eisensorten. — Um für kleinere Werthe  $B$  die Werthe  $aw$  genauer ablesen zu können, sind zwei Kurven für jedes Material eingezeichnet, deren Abscissen sich wie 1:10 verhalten. Dem 10fachen Abscissenwerthe, die am untern Rande stehen, entsprechen die unteren Kurven.

Die Genauigkeit der Berechnung von  $AW_{ko}$  hängt wesentlich von der Richtigkeit der für die Berechnung verwendeten Magne-



tisierungskurven ab. Erfahrungsgemäss können die magnetischen Eigenschaften derselben Eisensorte, z. B. von weichem Stahlguss oder Gusseisen, erheblich von einander abweichen, und sogar Stücke,

die derselben Lieferung angehören, also denselben Fabrikationsgang durchgemacht haben, zeigen oft erhebliche Unterschiede.

Um ein genaues Resultat mit Sicherheit zu erreichen, wäre es daher erforderlich, das zu verwendende Material vor der Berechnung zu prüfen. Das ist aber schon aus dem einfachen Grunde nicht ausführbar, weil die Berechnung der Maschine erfolgen muss, bevor es möglich ist, das Material, etwa mit Ausnahme des Eisenbleches, zu prüfen.

Der Konstrukteur muss daher bei der Vorausberechnung für die Eisensorten diejenige Permeabilität voraussetzen, die er erfahrungsgemäss erwarten darf. Im allgemeinen wird damit eine befriedigende Genauigkeit erreicht.

Wie aus Gl. 29 ersichtlich ist, muss der Kraftfluss  $\Phi$  für jeden Querschnitt  $Q_x$  des magnetischen Kreises bekannt sein. In einer Dynamomaschine tritt nun nicht der ganze Kraftfluss des Feldsystems in die Armatur ein, sondern ein erheblicher Theil desselben nimmt seinen Weg durch die Luft direkt von einem Pole zum andern. Man bezeichnet diesen Theil des Kraftflusses als magnetische Streuung.

Ist  $\Phi_s$  dieser Streufluss, so wird der totale Kraftfluss pro Pol

$$\Phi_m = \Phi + \Phi_s$$

Das Verhältniss

$$\frac{\Phi_m}{\Phi} = 1 + \frac{\Phi_s}{\Phi} = \sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

heisst der Streukoeffizient. Er ist immer  $\sigma > 1$ .

Der Streukoeffizient  $\sigma$  ist nicht nur abhängig von der Form und der Entfernung der streuenden Polflächen, sondern auch von der magnetischen Potentialdifferenz derselben. Diese letztere muss dann zuerst bestimmt werden, sie ist gleich den Ampèrewindungen für die Luftzwischenräume und das Armatureisen.

In den Figuren 167 und 168 sind zwei verschiedene Magnetssysteme dargestellt. In Fig. 168 wird der Kraftfluss eines Kreises von zwei magnetisirenden Spulen und in Fig. 167 nur von einer Spule umschlossen, die Ampèrewindungen  $AW_{ko}$  sind also in Fig. 168 auf zwei Spulen vertheilt.

Die Berechnung der Ampèrewindungen  $AW_{ko}$  wollen wir nur für denjenigen Kraftlinienweg, der die Schwerpunkte der Querschnitte verbindet, und den wir den mittleren Kraftlinienweg nennen, durchführen. In den Figuren ist dieser Weg durch eine punktirte Linie angedeutet.

Thatsächlich vertheilt sich der Kraftfluss nicht gleichmässig



über die Querschnitte des magnetischen Kreises. Denkt man sich denselben in mehrere Streifen von gleichem Querschnitte aber verschiedenen mittleren Längen getheilt, so muss, wenn  $\Phi_{st}$  den Kraftfluss und  $R_{st}$  den magnetischen Widerstand eines Streifens bedeutet

$$\Phi_{st} \cdot R_{st} = \mathcal{A}W_{ko} \text{ sein.}$$

Ist die Erregung konstant, so ist

$$\Phi_{st} \cdot R_{st} = \text{konst.}$$

Da sich nun  $R_{st}$  mit der Länge des Streifens ändert, so muss sich auch  $\Phi_{st}$  und daher auch die Induktion  $B$  ändern. Der Widerstand  $R_{st}$  ist ferner eine Funktion der Induktion  $B$ , und da sich  $R_{st}$  nicht proportional mit  $B$  ändert, wird sich  $B$  nicht proportional mit den Kraftlinienlängen ändern. Die Aenderung der Induktion  $B$  über einen Querschnitt kann deshalb erheblich werden, und die mittlere Kraftlinienlänge führt uns daher streng genommen nicht zum richtigen Resultate.

Da man jedoch in den meisten Fällen weder die Permeabilität  $\mu$  des Materials noch die Streuung genau kennt, so hat es keinen Zweck, hier wegen Berichtigung eines kleinen Fehlers umständliche Rechnungen zu beginnen.

Man geht nun folgendermassen bei der Berechnung der Magnetisirungskurve einer Maschine vor. Bezeichnet  $E$  die Klemmenspannung der Maschine, so ist  $E$  zugleich die im Anker inducirte EMK ( $E_a$ ), da wir die Magnetisirungskurve oder wie man sie auch nennt, die Leerlaufcharakteristik bei stromlosem Anker berechnen wollen. Um verschiedene Punkte der Kurve zu finden, nehmen wir verschiedene Werthe von  $E_a$  über und unter der normalen Spannung an und berechnen aus

$$\Phi = \frac{a}{p} \cdot \frac{E_a \cdot 60 \cdot 10^8}{N \cdot n}$$

den Kraftfluss, der in der Lage des Kurzschlusses in die Fläche der Spule eindringt. Derselbe ist abhängig von der Verschiebung der Bürsten. Befinden sich dieselben in der neutralen Zone, so ist  $\Phi$  gleich dem totalen pro Pol in den Anker eintretenden Kraftfluss  $\Phi_a$ . Werden die Bürsten aus der neutralen Zone verschoben, so wird  $\Phi < \Phi_a$  und die inducirte EMK ist kein direktes Mass für die Grösse des Kraftflusses  $\Phi_a$ . Für die Magnetisirungskurve kommt aber nur  $\Phi_a$  in Betracht.

Der Kraftfluss  $\Phi_a$  bedingt eine gewisse Induktion in den einzelnen Punkten des magnetischen Kreises, und von dieser Induktion ausgehend kann  $\mathcal{A}W_{ko}$  berechnet werden. Man kann aber nicht

umgekehrt von  $AW_{ko}$  ausgehen und  $\Phi_a$  berechnen, weil  $AW_{ko}$  ein Linienintegral ist und nicht von vornherein in die einzelnen Beiträge zerlegt werden kann, die auf die einzelnen Theile des magnetischen Kreislaufes fallen. Wir bezeichnen für einen vollständigen magnetischen Kreis:

die Kraftlinienlänge	den Querschnitt	die Ampère- windungszahl	
mit $2\delta$	$Q_l$	$AW_l$	für den Luftspalt.
.. $L_z = 2l_z$	$Q_z$	$AW_z$	„ die Zähne.
„ $L_a$	$Q_a$	$AW_a$	„ den Ankerkern.
.. $L_m = 2l_m$	$Q_m$	$AW_m$	„ den Magnetkern.
„ $L_j$	$Q_j$	$AW_j$	„ das Joch.

Die einzelnen Werthe  $AW$  lassen sich nun wie folgt berechnen.

## 60. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_i$ ) für den Luftspalt $\delta$ .

Der Kraftfluss  $\Phi_a$  sucht beim Uebergang vom Polschuh zur Armaturoberfläche sich über den ganzen Luftraum zu verbreitern und vertheilt sich so über denselben, dass der magnetische Widerstand ein Minimum wird. Zerlegt man den ganzen Raum in Kraftrohren, die von Kraftlinien begrenzt sind, so wirkt auf jede Röhre dieselbe magnetomotorische Kraft. Wir haben nun die Summe der Leitfähigkeiten aller Kraftrohren zwischen den Stellen des Ankerumfanges, wo die kurzgeschlossenen Spulen liegen, d. h. zwischen zwei neutralen Zonen, zu bilden. Um eine einfache und übersichtliche Rechnung zu bekommen, reduciren wir alle Kraftrohren auf dieselbe Länge  $\delta$ , wodurch der Querschnitt jedes Rohres mit  $\frac{\delta}{\delta_x}$  zu multipliciren ist;  $\delta_x$  bedeutet die ursprüngliche Kraftlinienlänge des Rohres.

In allen äquivalenten Röhren wird dann die Feldstärke  $B_i$  konstant und gleich der unter der Mitte des Polschuhes; ferner wird die Summe der reducirten Querschnitte aller Kraftrohren gleich  $\frac{\Phi_a}{B_i}$ , und diese Fläche setzen wir gleich  $b_i \cdot l_i$ , also

$$B_i \neq b_i \cdot l_i = \Phi_a$$

oder

$$B_i = \frac{\Phi_a}{b_i \cdot l_i} = H_i,$$

da  $\mu = 1$  für die Luft.

Denkt man sich den Luftzwischenraum  $\delta$  in Krafröhren (Fig. 170) zerlegt, die ungefähr die Breite  $l$  haben und deren Begrenzungsflächen auf einem radialen Schnitt durch die Maschine senkrecht

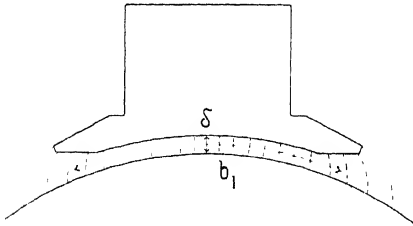


Fig. 170.

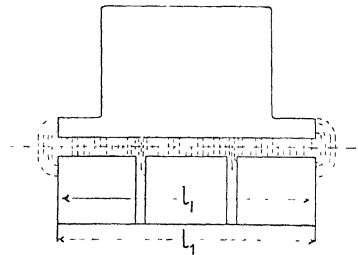


Fig. 172

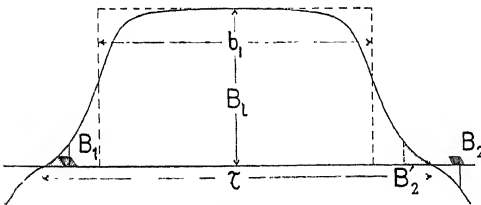


Fig. 171.

Feldkurven zum Pole Fig. 161.

stehen, so können die Leitfähigkeiten dieser Röhren und demnach der Kraftfluss derselben bestimmt werden. Die Kraftlinien treten in das Armatureisen normal zur Oberfläche ein. Zeichnet man die Induktion im Luftzwischenraume auf als Funktion des Armaturumfanges, so bekommt man die in Fig. 171 dargestellte Kurve, die man die Feldintensitätskurve oder kürzer die Feldkurve heisst. Man ersetzt nun die von dieser Kurve eingeschlossene Fläche, die ein Mass für den Kraftfluss pro Pol bildet, da die Induktion in einer Krafröhre über die Länge der Armatur fast konstant bleibt, durch ein Rechteck von demselben Flächeninhalt und mit der Höhe  $B_l$ . Die Länge des Rechteckes wird gleich  $b_l$  gesetzt und ideeller Polbogen genannt. Aehnlich kann der Luftzwischenraum in Krafröhren zerlegt werden, deren Begrenzungsflächen senkrecht stehen auf einem Schnitt durch die Axe der Maschine und durch die Mitte eines Polschuhes. Für diese Röhre wird auch die Leitfähigkeit und der Kraftfluss bestimmt. In Fig. 172 ist die Feldintensität als Funktion der Länge des Ankers abgetragen und die eingeschlossene Fläche durch ein gleich grosses Rechteck von der Höhe  $B_l$  ersetzt. Die Länge des Rechteckes ist gleich  $l_l$  und wird die ideelle Ankerlänge genannt.

Der ideelle Polbogen ist ein wenig grösser als der wirkliche Polbogen, und die ideelle Ankerlänge liegt, wenn Luftschlitze vorhanden sind, zwischen der effektiven Eisenlänge  $l$  des Ankers und der totalen Länge  $l_1$  desselben. Diese beiden Grössen werden berechnet als ob die Armaturoberfläche glatt wäre. Die Berechnung derselben soll später gezeigt werden.

Für glatte Anker wird dann pro magnetischen Kreis

$$AW_i = 2\delta \cdot 0,8 H_i = 1,6 B_i \cdot \delta \quad . \quad . \quad (33)$$

Für Nutenanker würden wir nach dieser Formel einen zu kleinen Werth für  $AW_i$  erhalten, da hier eine Kontraktion des Kraftflusses an den Zahnköpfen stattfindet und  $B_i$  eine Erhöhung erfährt. Wir setzen deswegen.

$$AW_i = 1,6 B_i \cdot \delta \cdot k_1,$$

wo  $k_1$  ein Faktor ist, der die durch die Nuten verursachte Erhöhung des Luftwiderstandes berücksichtigen soll.

Der Einfluss der Nuten lässt sich am besten durch ein Kraftlinienbild veranschaulichen.

Wenn wir den magnetischen Widerstand der Zähne als vernachlässigbar gegenüber demjenigen des Luftspaltes ansehen, so ändert sich der Kraftfluss einer Kraftrohre umgekehrt proportional mit dem magnetischen Widerstande der Röhre im Luftspalte.

Die magnetische Leitfähigkeit zwischen Pol- und Ankerkreisen lässt sich in erster Annäherung wie folgt berechnen. Wir setzen voraus, dass die Kraftlinien zwischen  $PP_1$  und  $AA_1$  gerad-

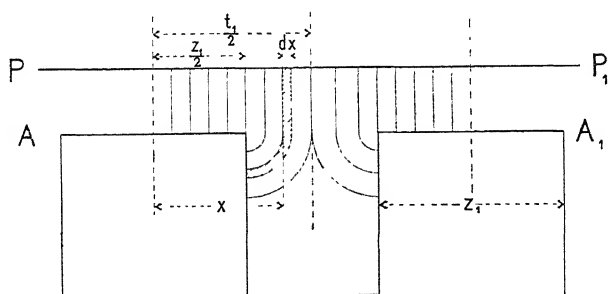


Fig. 173.

linig und dann im Nutenraume bis zu den Zahnflanken im Halbkreise verlaufen, wie die Fig. 173 zeigt. — Die magnetische Leitfähigkeit

$\Sigma \frac{Q}{0,8 L} \cdot \mu$  für eine halbe Zahntheilung ist dann, da für Luft  $\mu = 1$ .

$$\Sigma \frac{Q}{0,8 L} = \frac{\frac{z_1}{2} \cdot l}{0,8 \delta} + \int_{x=\frac{z_1}{2}}^{x=\frac{t_1}{2}} \frac{l \cdot dx}{0,8 \left[ \delta + \frac{\pi}{2} \left( x - \frac{z_1}{2} \right) \right]}$$

$$\delta + \frac{\pi}{2} x - \frac{\pi}{4} z_1 = y$$

$$\frac{\pi}{2} dx = dy \quad dx = \frac{2}{\pi} dy$$

$$\int \frac{l dx}{0,8 \left[ \delta + \frac{\pi}{2} \left( x - \frac{z_1}{2} \right) \right]} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{l}{0,8} \cdot \int \frac{dy}{y} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{l}{0,8} \cdot \ln(y)$$

$$= \frac{2}{\pi} \cdot \frac{l}{0,8} \cdot \ln \left[ \delta + \frac{\pi}{2} x - \frac{\pi}{4} z_1 \right]_{x=\frac{z_1}{2}}^{x=\frac{t_1}{2}}$$

$$\frac{2l}{0,8 \cdot \pi} \left[ \ln \left( \delta + \frac{\pi}{4} (t_1 - z_1) \right) - \ln \delta \right] = \frac{2 \cdot l}{0,8 \pi} \ln \left[ 1 + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{t_1 - z_1}{\delta} \right],$$

daher für eine ganze Zackentheilung

$$2 \Sigma \frac{Q}{0,8 L} = \frac{l}{0,8} \left[ \frac{z_1}{\delta} + \frac{4}{\pi} 2,3 \log \left[ 1 + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{t_1 - z_1}{\delta} \right] \right].$$

Für eine glatte Armatur wird für einen Bogen  $t_1$  die magnetische Leitfähigkeit des Luftraumes gleich

$$\frac{l t_1}{0,8 \cdot \delta}$$

Das Verhältniss der Leitfähigkeit einer glatten Armatur zu derjenigen eines Nutenankers, ist gleich dem Faktor

$$k_1 = \frac{t_1}{\delta \left[ \frac{z_1}{\delta} + \frac{4}{\pi} 2,3 \log \left( 1 + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{t_1 - z_1}{\delta} \right) \right]}$$

oder

$$k_1 = \frac{t_1}{z_1 + 2,9 \delta \log \left( 1 + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{t_1 - z_1}{\delta} \right)}.$$

Der Werth von  $k_1$  fällt nach dieser Formel etwas zu gross aus, d. h. wir haben nach obiger Rechnung die magnetische Leitfähigkeit zu klein erhalten. Thatsächlich ergibt eine Nachrechnung derselben für den in Fig. 174 gezeichneten Kraftlinienverlauf, indem wir die Werthe  $\frac{Q}{0,8 L}$  aller Kraftröhren addiren, eine höhere Leitfähigkeit, und da diese einem Maximum zustrebt, so ist der grösstmögliche Werth der richtige.

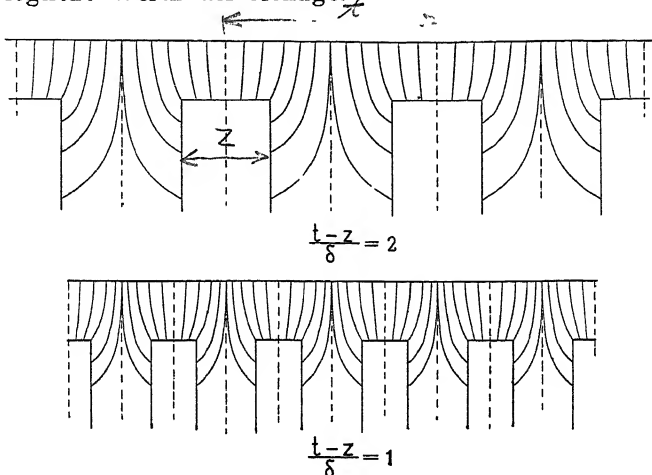


Fig. 174. Kraftlinienbild für den Luftspalt eines Nutenankers.

Die Erhöhung der Leitfähigkeit ist eine Folge der seitlichen Ausbiegung des Kraftflusses in den Raum  $t_1 - z_1$ , wir können daher in obiger Formel für  $k_1$  im Nenner ein Korrektionsglied  $C (t_1 - z_1)$  hinzufügen, wo  $C$  eine noch zu ermittelnde Konstante ist.

Es ist dann

$$k_1 = \frac{t_1}{z_1 + C(t_1 - z_1) + \delta \cdot 2,9 \log \left( 1 + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{t_1 - z_1}{\delta} \right)}$$

Es sind nun für die Werthe von

$$\frac{t_1 - z_1}{\delta} = 1 \text{ bis } 10$$

und

$$\frac{t_1 - z_1}{z_1} = \frac{1}{2} \text{ bis } 2,$$

die Werthe  $k_1$  durch Aufzeichnen der Kraftlinienbilder berechnet worden, wobei immer der aus mehreren Rechnungen gefundene Maximalwerth der Leitfähigkeit als richtig angenommen wurde.

Aus den so gefundenen Kurven für die Werthe  $k_1$  ergab sich eine Kurve für die Werthe  $C$ , aus der sich  $C$  mit grosser Genauigkeit wie folgt berechnen liess

$$C = \frac{0,125 \cdot \frac{t_1 - z_1}{\delta}}{1 + 0,4 \cdot \left( \frac{t_1 - z_1}{\delta} \right)^2},$$

also

$$k_1 = \frac{t_1}{z_1 + \delta \left[ \frac{\nu^2}{8 + 3,2 \nu^2} + 2,9 \log \left( 1 + \frac{\pi}{4} \nu \right) \right]}$$

worin

$$\nu = \frac{t_1 - z_1}{\delta}$$

oder

$$k_1 = \frac{t_1}{z_1 + X \cdot \delta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

Ueber die Werthe von  $X$  giebt die folgende Tabelle Aufschluss.

Tabelle I.

$\nu = \frac{t_1 - z_1}{\delta}$	$X$	$\nu = \frac{t_1 - z_1}{\delta}$	$X$
0,5	0,44	6	2,49
1	0,82	7	2,66
2	1,38	8	2,80
3	1,77	9	2,93
4	2,06	10	3,10
5	2,29		

Bei hohen Zahnsättigungen ist  $k_1$  noch etwas zu gross, weil infolge des magnetischen Widerstandes der Zähne der Kraftfluss durch den Nutenraum grösser wird.

## 61. Berechnung des ideellen Polbogens $b_i$ und Berechnung der Feldkurve bei Leerlauf.

Man zeichnet die Krafttröhren nach Gefühl auf, indem man beachtet, dass die Kraftlinien immer senkrecht oder nahezu senkrecht zu den Aus- und Eintrittsflächen des Eisens gerichtet sind. Hat man keine Uebung darin, so thut man am besten mehrere Kraftlinienbilder aufzuzeichnen und dasjenige als das richtigste anzusehen, welches den grössten Werth von  $b_i$  ergibt.

Man wird ferner finden, dass die Gestalt der Röhren keinen grossen Einfluss auf  $b_i$  hat, weshalb die Berechnung des ideellen Polbogens ziemlich genau werden kann.

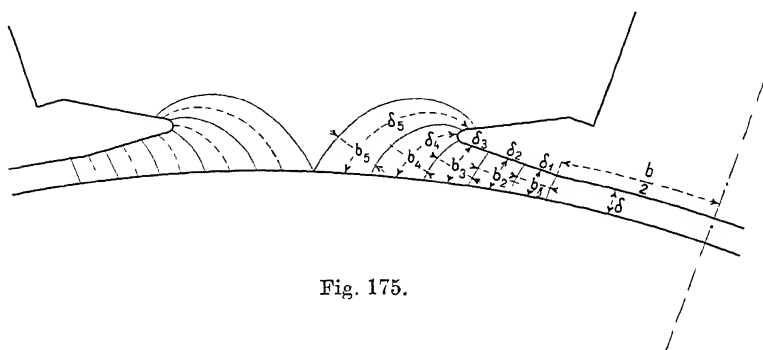


Fig. 175.

Es ist  $b_x$  gleich dem mittleren Querschnitt eines Kraftrohres, und unter Berücksichtigung der Verminderung der magnetischen Leitfähigkeit durch die Nuten  $\delta_x \cdot k_1$  gleich der mittleren Länge desselben, also wird die Leitfähigkeit eines solchen Rohres gleich

$$\frac{b_x}{0,8 \delta_x \cdot k_1} l_i$$

Auf diese Röhre wirkt die magnetomotorische Kraft

$$0,8 B_l \cdot \delta \cdot k_1 - \frac{1}{2} AW_p$$

Wenn die Polspitze stark gesättigt ist, kann  $AW_p$  ziemlich beträchtlich sein.

Im allgemeinen kann man aber mit  $AW_p = 0$  genügend genau rechnen; in diesen Fällen wird dann der Kraftfluss jedes Rohres

$$\Phi_x = B_l \cdot \delta \cdot k_1 \cdot \frac{b_x}{\delta_x \cdot k_1} \cdot l_i = B_l \cdot l_i \cdot \frac{b_x \cdot \delta}{\delta_x}$$

und durch Summation über alle Kraftrohren erhält man

$$\Phi_a = B_l \cdot l_i \cdot b_i = B_l \cdot l_i \cdot 2 \left( \frac{b}{2} + \delta \cdot \sum \frac{b_x}{\delta_x} \right)$$

oder

$$b_i = 2 \left( \frac{b}{2} + \delta \cdot \sum \frac{b_x}{\delta_x} \right) \quad (35)$$

Sind die Zähne, die unter dem Polschuhe liegen, stark gesättigt, so ist die auf eine Röhre wirkende magnetomotorische Kraft grösser als  $0,8 B_l \cdot \delta \cdot k_1 - \frac{1}{2} AW_p$ , nämlich angenähert



$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} (AW_l + AW_z + AW_a - AW_p) \\
&= 0,8 B_l \cdot \delta \cdot k_1 + \frac{1}{2} (AW_z + AW_a - AW_p)
\end{aligned}$$

und in die Formel für  $b_i$  kommt nicht  $\delta$ , sondern  $\delta \cdot k_z$ , wo

$$k_z = \frac{AW_l + AW_z + AW_a}{AW_l} = 1 + \frac{AW_z + AW_a}{AW}$$

Es wird also

$$b_i = 2 \left( \frac{b}{2} + \delta \cdot k_z \cdot \sum \frac{b_x}{\delta_x} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

wo die Summe bis zur neutralen Zonen zu nehmen ist. Verschiebt man die Bürste aus der neutralen Zone (Fig. 171), so wird  $\Phi < \Phi_a$ ; und da  $\Phi$  erhalten wird durch Integration zwischen den Bürstenlagen  $B_1$  und  $B_2$  oder was dasselbe Resultat ergibt zwischen  $B_1$  und  $B_2'$ , so ist  $\Phi_a$  um die kleinen schraffierten Flächen (Fig. 171) grösser als  $\Phi$ . Der durch die schraffierten Flächen dargestellte Kraftfluss  $\Phi - \Phi_a$  wirkt ganz ähnlich wie der Streufluss  $\Phi_s$ .

Man kann setzen

$$\Phi_a = \sigma_a \Phi,$$

wo  $\sigma_a = 1,01$  bis  $1,03$  bei normalen Maschinen mit kleinen Bürsterverschiebungen. Bei grösseren Verschiebungen muss  $\sigma_a$  berechnet werden.

Nun haben wir vorhin

$$\Phi_m = \sigma \Phi_a = \sigma \Phi$$

gesetzt, für den Fall, dass die Bürsten in der neutralen Zone stehen. Sind dieselben verschoben, was allgemein der Fall ist, so wird

$$\Phi_m = \sigma \Phi_a = \sigma \cdot \sigma_a \cdot \Phi \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

Um den Einfluss des Verhältnisses  $\frac{b}{\tau} = \alpha$  auf die Feldkurven zu zeigen, sind in der Fig. 176 drei Feldkurven dargestellt, die den Verhältnissen  $\alpha = 0,75, 0,65$  und  $0,55$  entsprechen. Bei denselben ist für alle drei das Verhältniss  $\frac{b}{\delta} = 25$  und die Ecken der Polschuhe sind gut abgerundet.

Auf die Form der Feldkurve hat weiter noch die Grösse des Luftspaltes einen bedeutenden Einfluss, weil bei derselben Induktion unter dem Polschuhe die auf eine Röhre wirkende magnetomotorische

Kraft sich fast proportional mit  $\delta$  ändert. Eine hohe Zahnsättigung wirkt ähnlich wie eine Vergrößerung des Luftspaltes.

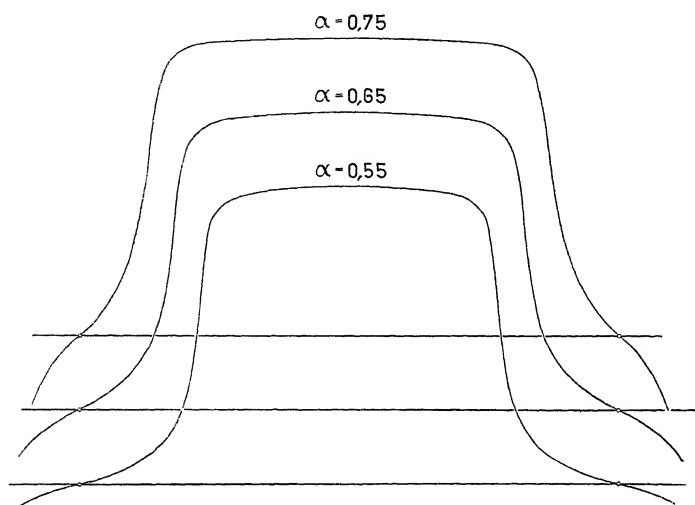


Fig. 176. Feldkurven für verschiedene Werthe von  $\alpha$ .

Je grösser deswegen  $\delta$  gemacht wird oder je höher die Zahnsättigungen gewählt werden, um so allmählicher fällt die Feldkurve ausserhalb der Polschuhe ab.

Die drei Kurven der Fig. 177 beziehen sich auf denselben Polschuh. Kurve I entspricht ganz scharfen Ecken der Polschuhe mit  $\alpha = 0,6$ , während  $\frac{b}{\delta} = 16$  ist. Hierauf wurden die Ecken so abgerundet, dass der Krümmungsradius derselben gleich  $\delta$  wurde; für diese Form der Polschuhe ist die Kurve II erhalten worden. Die Kurve III bezieht sich auf eine Form der Polschuhecke, wie sie in der Fig. 170 dargestellt ist;  $\alpha = 0,4$  bis  $0,6$ .

Aus diesen Kurven geht deutlich hervor, dass abgerundete oder abgeschrägte Polschuhecken ein viel allmählicheres Abfallen der Feldkurve ausserhalb der Polschuhe bewirken als scharfe Ecken derselben.

Sind die Polspitzen stark gesättigt und deswegen  $AW_p$  nicht zu vernachlässigen, so muss man schätzungsweise vorgehen; denn  $AW_p$  ist von  $B_x$  und  $B_x$  wieder von  $AW_p$  abhängig. Am genauesten verfährt man in diesem Falle, wenn man die Magnetisirungskurve für die Polspitze, die von ihr ausgehenden Kraftröhren und die Zähne ausserhalb der Polspitze berechnet und aus dieser den

Kraftfluss pro Polspitze bestimmt, indem man  $\frac{1}{2}(AW_p + AW_l + AW_z)$  voraus schätzt und aus der Kurve den dazu entsprechenden Kraftfluss abgreift.

Um den Gang der Berechnung der Feldkurve bei solchen Polschuhen zu zeigen, soll hier als Beispiel die Polkonstruktion des Verfassers behandelt werden. Fig. 178 giebt das Bild einer derartig

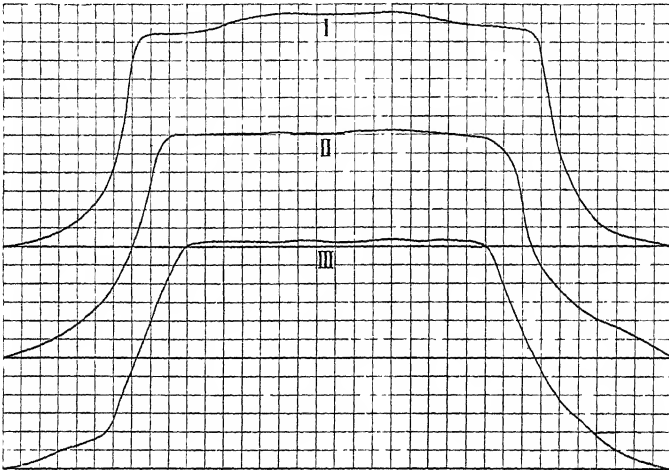


Fig. 177. Feldkurven für verschieden geformte Polschuhsitzen.

ausgeführten Polkonstruktion im Maasstabe 1:4. Zuerst berechnen wir den Kraftfluss pro Centimeter Länge des Armatureisens, der in den Anker eintritt. Wir fangen an mit der Polspitze an der Austrittsseite und finden durch Aufzeichnung der Krafttröhren die Leitfähigkeit zwischen dem Querschnitt  $af$  und der Armatureoberfläche  $\Sigma \frac{b_x}{0,8 \delta_x} = 3,8$ . Geht durch den Querschnitt  $af$  der Kraftfluss  $\Phi_1$ , der geschätzt wird, so hat man in diesem Schnitte die Induktion  $\frac{\Phi_1}{Q_1} = \frac{\Phi_1}{af}$ ; um den Kraftfluss  $\Phi_1$  von dem Querschnitt  $af$  bis zur Armatureoberfläche hinüber zu treiben, braucht man  $\frac{\Phi_1}{3,8} = AW_1$  Ampèrewindungen. Diese Ampèrewindungen treiben auch einen Kraftfluss über den Flächenstreifen  $a-b$  des Poles ( $ab = 1$  cm) durch den Luftspalt; die Grösse dieses Kraftflusses ergibt sich aus der Magnetisirungskurve für den Luftspalt und die Zähne.

Kurve A (Fig. 180) stellt diese Kurve dar, die durch Antragung von  $B_i$  als Funktion von  $\frac{1}{2}(AW_1 + AW_2)$  erhalten wird, weil  $AW_p = 0$  zu setzen und  $ab = 1$  cm ist. Der Kraftfluss durch den Querschnitt  $bg$  ist also, wenn von der Streuung abgesehen wird,

$$\Phi_2 = \Phi_1 + \Phi_{a-b} = \Phi_1 + B_{i\ a-b}$$

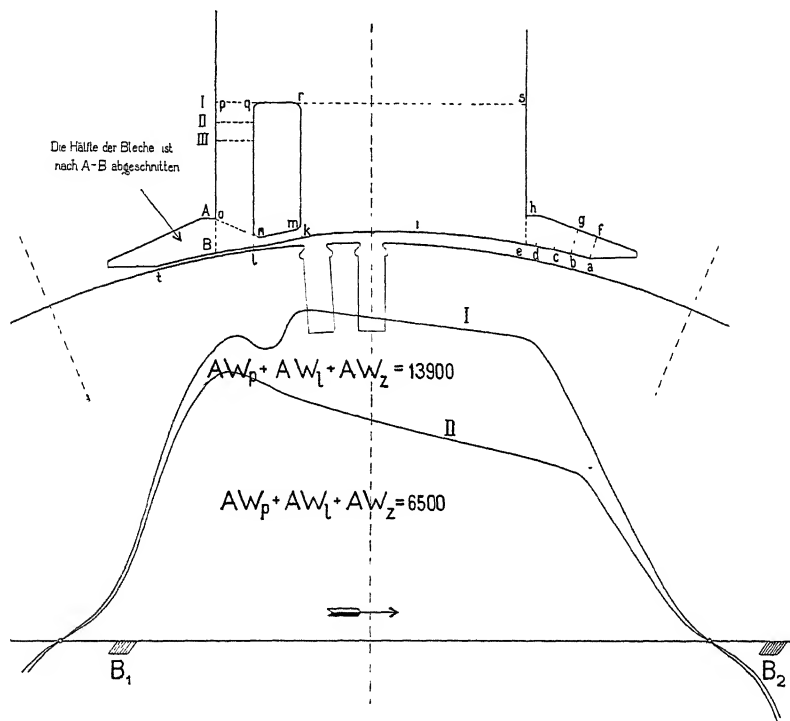


Fig. 178 u. 179. Polkonstruktion vom Verfasser und die zugehörigen Feldkurven bei zwei verschiedenen Erregungen.

Im Querschnitte  $bg$  ist die Induktion

$$B_2 = \frac{\Phi_2}{Q_2} = \frac{\Phi_2}{bg}$$

Für die Strecke  $a-b$  der Polspitze braucht man eine Ampèrewindungszahl, die von  $B_1$  und  $B_2$  abhängt; wir bezeichnen sie mit  $aw_{a-b}$ , sie kann aus der Magnetisierungskurve des Polschuhmaterials etwa der Induktion  $\frac{1}{2}(B_1 + B_2)$  entsprechend gefunden werden. Es wird dann

$$AW_2 = AW_1 + aw_{a-b}.$$

Tabelle II. Berechnung der  $AW$  der Polspitze an der Austrittsseite.

$\Phi_1$	$B_1$	$AW_1$	$\Phi_2$	$B_2$	$AW_2$	$\Phi_3$	$B_3$	$AW_3$	$\Phi_4$	$B_4$	$AW_4$	$\Phi_5$	$B_5$	$AW_5$
14000	11700	3685	19400	14920	3694	24825	17100	3734	30285	18980	3874	33110	22050	4224
15000	12500	3950	20750	15940	3966	26520	18300	4046	32390	20220	4386	35525	23650	4986
16000	13300	4215	22075	17000	4250	28195	19430	4450	34545	21600	5090	38030	25370	5890
17000	14170	4475	23380	17990	4545	29830	20580	4945	36680	22940	5945	40740	26960	7045
18000	15000	4749	24660	19000	4870	31440	21700	5470	38690	24200	6970	42755	28850	8320

$AW_2$  treibt nun weiter einen Kraftfluss durch den Luftspalt zwischen  $b$  und  $c$ , der ebenso wie für  $a-b$  ermittelt werden kann. Dadurch erhält man  $\Phi_3$ ,  $B_3$  und

$$AW_3 = AW_1 + aw_{a-b} + aw_{b-c}$$

u. s. w. (siehe Tabelle II). Zuletzt ergibt sich der Kraftfluss  $\Phi_5$  im Querschnitte  $e-h$ . Man trägt diese Kraftflüsse  $\Phi_5$  jeweils als Funktion von  $AW_5$  auf, wodurch die Kurve  $B$  der Figur 182 entsteht.

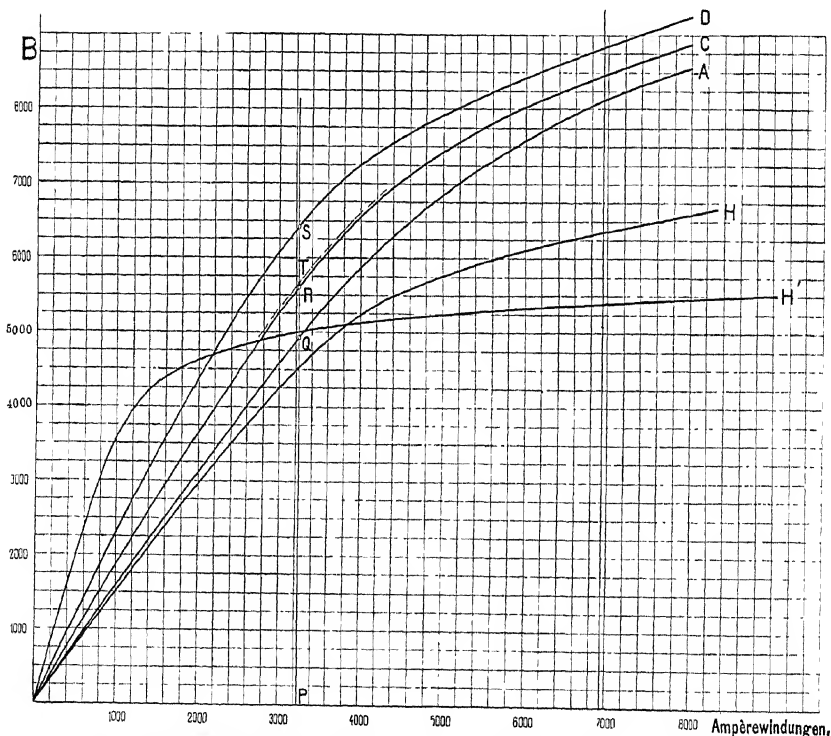


Fig. 180. Magnetisierungskurven an den einzelnen Punkten des Polschuhs

Fig. 178.

Um den Kraftfluss im Raume  $eik$  zu bestimmen, zeichnet man  $B_i$  im Punkte  $e$ ,  $i$  und  $k$  auf als Funktion von  $\frac{1}{2}(AW_i + AW_z)$  und erhält die drei Kurven  $A$ ,  $C$  und  $D$  (Fig. 180). Da die Feldkurve über den Polbogen  $eik$  nach einer schwach gekrümmten Kurve verläuft, kann man hier die Simpson'sche Regel benutzen und die mittlere Induktion bestimmen, z. B.

$$B_{\text{mitt}} = \frac{1}{6}(PQ + 4PR + PS) = PT.$$

Wie aus Fig. 180 ersichtlich ist, fällt in diesem Falle die  $B_{\text{mitt}}$ -Kurve fast mit der Kurve  $C$  zusammen, so dass die Ordinate dieser Kurve mit dem Polbogen  $eik = 12$  cm multiplicirt den Kraftfluss durch den Raum  $eik$  ergibt. Dieser Kraftfluss wird in Fig. 182 für verschiedene Erregungen durch die Kurve  $C$  dargestellt.

Durch den Raum  $kl$  geht ein Kraftfluss, der ungefähr gleich

$$30\,000 \cdot \overline{\text{km}} = 18\,000$$

pro Centimeter Länge des Armatureisens.

Nun ist noch der Kraftfluss der Polspitze an der Eintrittsseite zu bestimmen. — Wir berechnen zu dem Zwecke in derselben Weise wie vorhin jetzt den Kraftfluss  $\Phi'_5$  des Querschnittes  $no$  als Funktion von  $AW'_5$ ; die Kurve  $B'$  (Fig. 181) giebt die Abhängigkeit dieser beiden Grössen an.

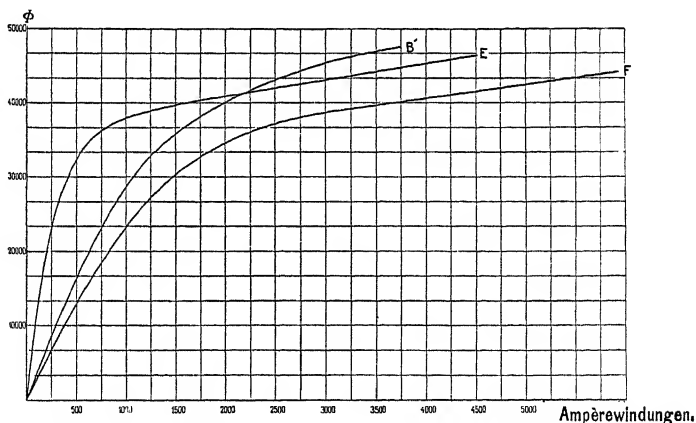


Fig. 181. Berechnung der Magnetisierungskurve  $F$  für die Eintrittsseite des Polschuhes.

Der Kraftfluss  $\Phi'_5$  muss aber durch den Raum zwischen  $no$  und  $pq$  verlaufen, wo eine grosse magnetische Sättigung und somit ein grosser magnetischer Widerstand vorhanden ist, während der

Tabelle III.

Berechnung der Induktion und der Ampèrewindungen für den Polzahn (Fig. 178 u. 179).

$\Phi_I$	$B_I$	$AW_I$	$\Phi_{II}$	$B_{II}$	$AW'_{II}$	$AW_{II}$	$\Phi_{III}$	$B_{III}$	$AW'_{III}$	$AW_{III}$	$\Phi_{IV}$	$B_{IV}$	$AW'_{IV}$	$AW_{IV}$
36000	18000	115	36060	18030	125	240	36180	18090	130	370	36360	18180	140	510
38000	19000	230	38120	19060	280	510	38380	19190	300	810	38780	19390	340	1150
40000	20000	450	40200	20100	520	970	40800	20400	580	1550	41600	20800	740	2290
42000	21000	720	42400	21200	790	1510	43200	21600	970	2480	44400	22200	1210	3690

$\Phi_V$	$B_V$	$AW'_V$	$AW_V$	$\Phi_{VI}$	$B_{VI}$	$AW'_{VI}$	$AW_{VI}$	$\Phi_{VII}$	$B_{VII}$	$AW'_{VII}$	$AW_{VII}$	$\Phi_{VIII}$	$B_{VIII}$
36620	18310	165	675	36960	18480	170	845	37380	18690	100	945	37620	18810
39360	19680	410	1560	40200	20100	520	2080	41200	20600	310	2390	41800	20900
42600	21300	950	3240	44200	22100	1260	4500	46600	23300	825	5325	47800	23900
46400	23200	1630	5320	48800	24400	2400	7720	52800	26400	1500	9220	55200	27600

magnetische Widerstand im Raume zwischen  $eik$  und  $rs$  vernachlässigt werden kann. Wir müssen deswegen auch die Ampèrewindungen für den Raum  $no-pq$  berechnen. Es geschieht in folgender Weise:

Wir nehmen einen Kraftfluss  $\Phi_1$  im Querschnitte I ( $pq$ ) an, berechnen dazu  $B_I$ , gehen 1 cm weiter nach unten zum Querschnitte II und schätzen hier  $B_{II}$ ; für diesen Centimeter ist eine von  $B_I$  und  $B_{II}$  abhängige Ampèrewindungszahl  $AW_I$  nötig; diese treibt aber einen Streufluss quer über den Luftschlitz von 2,5 cm Weite, welcher gleich

$$\frac{AW_I}{0,8 \cdot 2,5} = 0,5 AW_I;$$

diesen Kraftfluss zu  $\Phi_1$  addirt giebt uns  $\Phi_{II}$  und  $B_{II}$ . Wenn  $B_{II}$  unrichtig geschätzt wurde, muss man die Rechnung korrigiren.

Man schätzt nun weiter  $B_{III}$ , berechnet aus  $B_{II}$  und  $B_{III}$  die Ampèrewindungen  $AW'_{II}$ ; die Ampèrewindungen  $AW_I + AW'_{II} = AW_{II}$  treiben auch einen Streufluss über den Luftschlitz zwischen I und II  $= 0,5 AW_{II}$ , und diesen zu  $\Phi_{II}$  addirt giebt uns  $\Phi_{III}$ ,  $B_{III}$  u. s. w. Die Tabelle III zeigt den Verlauf einer solchen Rechnung für mehrere verschiedene Kraftflüsse.

Zuletzt erhält man  $\Phi_{VII}$  durch den Querschnitt  $no$  als Funktion von  $AW_{VII}$ ; diese Beziehung stellt auch die Kurve  $E$  (Fig. 181) dar. Addirt man nun für dieselbe Ordinate d. h. für denselben Kraftfluss ( $\Phi_5 = \Phi_{VII}$ ) die Abscissen der Kurven  $B'$  und  $E$ , so erhält man die Kurve  $F$ , die den Kraftfluss  $\Phi_5$  als Funktion von  $(AW_{VII} + AW'_5)$  darstellt. In Fig. 182 ist die Kurve  $F$  ebenfalls eingezeichnet.

Addirt man nun die Kraftflüsse der Kurven  $B$ ,  $C$  und  $F$  (Fig. 182) für dieselbe Ampèrewindungszahl zu 18 000 (Kraftfluss durch  $km$ ) so bekommt man den totalen Kraftfluss pro cm Länge des Armatureisens als Funktion von  $\frac{1}{2} (AW_i + AW_z)$ , welche Beziehung die Kurve  $G$  ausdrückt. Der totale Kraftfluss pro Pol ist bei Leerlauf dieser Maschine  $6,25 \cdot 10^6$  und die ideelle Eisenlänge des Ankers ist 30,5 cm, also wird der Kraftfluss pro Centimeter Eisenlänge

$$0,205 \cdot 10^6.$$

Durch Eintragung dieser Grösse als Ordinate in Fig. 182 erhalten wir den Punkt  $K$ ; die zu diesem Punkte entsprechende Ampèrewindungszahl ist gleich  $\frac{1}{2} (AW_i + AW_z)$  bei Leerlauf sie wirkt auf alle Krafttröhren in gleichem Masse.

Man kann nun rückwärts gehen und den Kraftfluss in jedem



Rohre für diese Ampèrewindungszahl bestimmen; dadurch wird es weiter möglich, die Feldkurve zu berechnen, und diese ist in Fig. 179

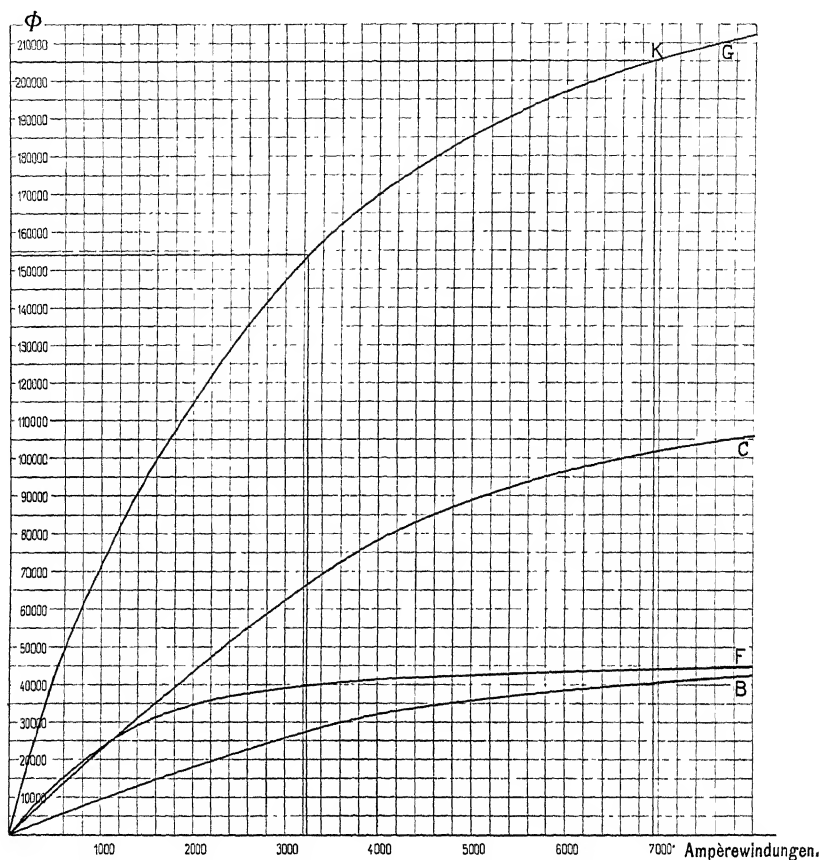


Fig. 182. Berechnung der Magnetisierungskurve  $G$  für die Polkonstruktion Fig. 178.

durch die Kurve I dargestellt. Kurve II giebt die Feldkurve bei Dreiviertel der normalen Klemmenspannung.

Die Kurven  $H$  und  $H'$  der Fig. 180 sind für spätere Rechnungen eingetragen und stellen die Induktion  $B_i$  in den Punkten  $a$  und  $t$  der Fig. 178 als Funktion von  $\frac{1}{2}(AW_i + AW_z)$  dar.

## 62. Berechnung der ideellen Ankerlänge $l_a$ .

Die ideelle Ankerlänge  $l_a$  setzt sich aus der Eisenlänge  $l$  und einer zusätzlichen Länge, welche der Vergrößerung des Kraftflusses

durch die seitlichen Flächen des Ankers und der Luftschlitze Rechnung trägt, zusammen. Ebenso wie für  $b_i$  in Gl. 35 können wir schreiben

$$l_i = l + \delta \cdot \Sigma \frac{l_x}{\delta_x}$$

Der Einfluss der Luftschlitze auf die Leitfähigkeit wird nun ebenso ermittelt wie die der Nuten bei den Zackenarmaturen nach Gl. 34.

Ist allgemein  $n$  die Zahl der Schlitze (s. Fig. 183), so ist

$$z = \frac{l}{n+1}; \quad t = \frac{l_1}{n+1} \quad l_i = l + \delta \cdot \Sigma \frac{l_x}{\delta_x}$$

$$t - z = \frac{l_1 - l}{n+1}$$

und

$$\nu = \frac{t-z}{\delta} = \frac{l_1 - l}{\delta(n+1)}$$

Setzen wir nun übereinstimmend mit Gl. 34

$$k'_1 = \frac{t}{z + X'\delta}$$

so ist nach Früherem

$$X' = \frac{\nu^2}{8 + 3,2\nu^2} + 2,9 \log \left( 1 + \frac{\pi}{4} \nu \right)$$

und es kann  $X'$  für die berechneten Werte von  $\nu$  aus der Tabelle I Seite 210, entnommen werden.

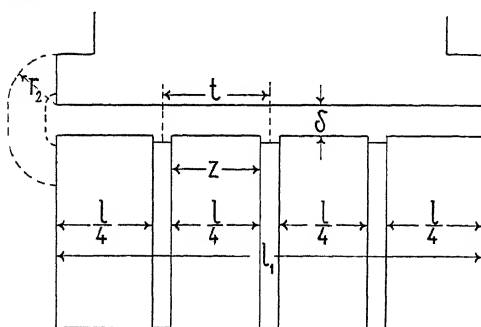


Fig. 183.

$X'\delta$  bedeutet den Zuschlag, der zu  $z$  addiert werden muss, um die Leitfähigkeit eines Schlitzes zu berücksichtigen; also ist  $l$  um  $n X'\delta$  zu vergrößern.

Der Flankenstreifung auf beiden Seiten des Ankers Fig. 183 entspricht die Leitfähigkeit

$$2 \cdot \frac{2,3}{0,8 \pi} b_i \log \left( \frac{\pi r_2 + \delta}{\delta} \right) = \frac{b_i \cdot l}{0,8 \delta}$$

wenn  $l_x$  eine Länge, die zu  $l$  zu addiren ist.

Es folgt

$$l_x = \frac{4,6}{\pi} \delta \log \frac{\pi r_2 + \delta}{\delta}$$

und daher

$$l_i = l + \left[ n X' + \frac{4,6}{\pi} \cdot \log \left( \frac{\pi r_2 + \delta}{\delta} \right) \right] \delta \quad . \quad (38)$$

### 63. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_z$ ) für die Zähne.

Da die Zahnbreite vom Kopf bis zum Fuss sich ändert, so ist auch die Induktion veränderlich. Der Nutenraum und der Zahn sind magnetisch parallel geschaltet; wir müssen daher bei grossen Induktionen die Leitfähigkeit des Luftraumes berücksichtigen; denn

sonst bekommen wir die Induktion  $B_z$  in den Zähnen und die zugehörigen  $AW_z$  zu gross.

Man denkt sich (Fig. 184) einen cylindrischen Schnitt durch die Zähne gelegt und kann nun  $B_z$  und  $AW_z$  in folgender zuerst von Parshall u. Hobart (Engineering Band 66 p. 130) angegebener Weise für irgend

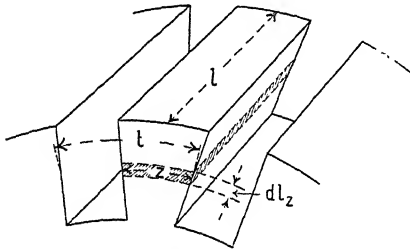


Fig. 184.

einen Punkt dieses Schnittes bestimmen.

Durch die Cylinderfläche gehen Kraftflüsse, die theils im Eisen und theils in die Luft verlaufen, es ist

Totaler Kraftfluss = Eisenkraftfluss + Luftkraftfluss.

Für jeden Zahnquerschnitt unterscheiden wir nun die ideelle Induktion

$$B_{z \text{ ideell}}$$

welche wir unter der Voraussetzung erhalten, dass alle Linien durch das Eisen der Zähne und keine durch die Nutenräume gehen, und die wirkliche Induktion

$$B_{z \text{ wirkl.}}$$

welche wir erhalten, wenn der Kraftfluss durch die Nuten, die Luftschlitze und den von der Isolation erfüllten Raum in Rechnung gezogen wird

$$B_{z\text{ideell}} = \frac{\text{Totaler Kraftfluss}}{\text{Eisenquerschnitt}}$$

$$= \frac{\text{Eisenkraftfluss}}{\text{Eisenquerschnitt}} + \frac{\text{Luftkraftfluss}}{\text{Luftquerschnitt}} \cdot \frac{\text{Luftquerschnitt}}{\text{Eisenquerschnitt}}$$

oder

$$B_{z\text{wirkl.}} = B_{z\text{ideell}} - k_3 H_{z\text{wirkl.}} \quad . \quad . \quad . \quad (39)$$

$$\text{wo } k_3 = \frac{\text{Luftquerschnitt}}{\text{Eisenquerschnitt}} = \frac{l_1 \cdot t - l \cdot k_2 \cdot z}{l \cdot k_2 \cdot z} = \frac{l_1 t}{l \cdot k_2 \cdot z} - 1$$

 $l$  = Eisenlänge des Ankers ohne Luftschlitze $l_1$  = " " " mit Luftschlitzen $t$  = Zahntheilung an der betrachteten Stelle $z$  = Zahnbreite " " " "100  $(1 - k_2)$  = Isolation zwischen den Blechen in %.

In dem Ausdrucke für  $B_{z\text{wirkl.}} = B_w$  ist auch  $H_{z\text{wirkl.}} = H_w$  enthalten, und da die Beziehung zwischen  $B_w$  und  $H_w$  nur durch eine Kurve genügend genau ausgedrückt werden kann, so ist man gezwungen, folgendermassen vorzugehen, um zu einem bekannten  $B_{z\text{ideell}} = B_i$  die wirkliche Induktion  $B_w$  zu finden.

Aus der Magnetisirungskurve der benutzten Blechsorte entnimmt man das jedem  $B_w$  entsprechende  $H_w$  und berechnet für einen Werth  $k_3$

$$B_i = B_w + k_3 H_w.$$

Für jeden Werth  $k_3$  erhält man so eine Kurve, die die Beziehung zwischen  $B_w$  und  $B_i$  bei diesem Verhältniss  $k_3$  ergibt.

Diese Kurven sind in der Figur 185 für 5 verschiedene Werthe von  $k_3$  eingezeichnet.

In dieselbe Figur können wir noch zu den  $B_w$  die der verwendeten Blechsorte entsprechenden Werthe der  $AW$  pro 1 cm Kraftlinienweg als Abscissen abtragen und erhalten so die Magnetisirungskurve. Die Kurven der Fig. 185 entsprechen einem Eisenblech von hoher Permeabilität, wie solche bei grossen Zahnsättigungen verwendet werden sollen. Für Blechsorten von erheblich anderer Permeabilität sind die Kurven neu zu berechnen.

Wenn  $t_1$  die Zahntheilung am Armaturumfang bedeutet, so ist  $\frac{b_i}{t_1}$  die Zahl der Zähne für den Polbogen  $b_i$ . Wollen wir nun für irgend einen Zahnquerschnitt mit der Theilung  $t$  und der Breite  $z$   $B_w$  finden, so ergibt dies

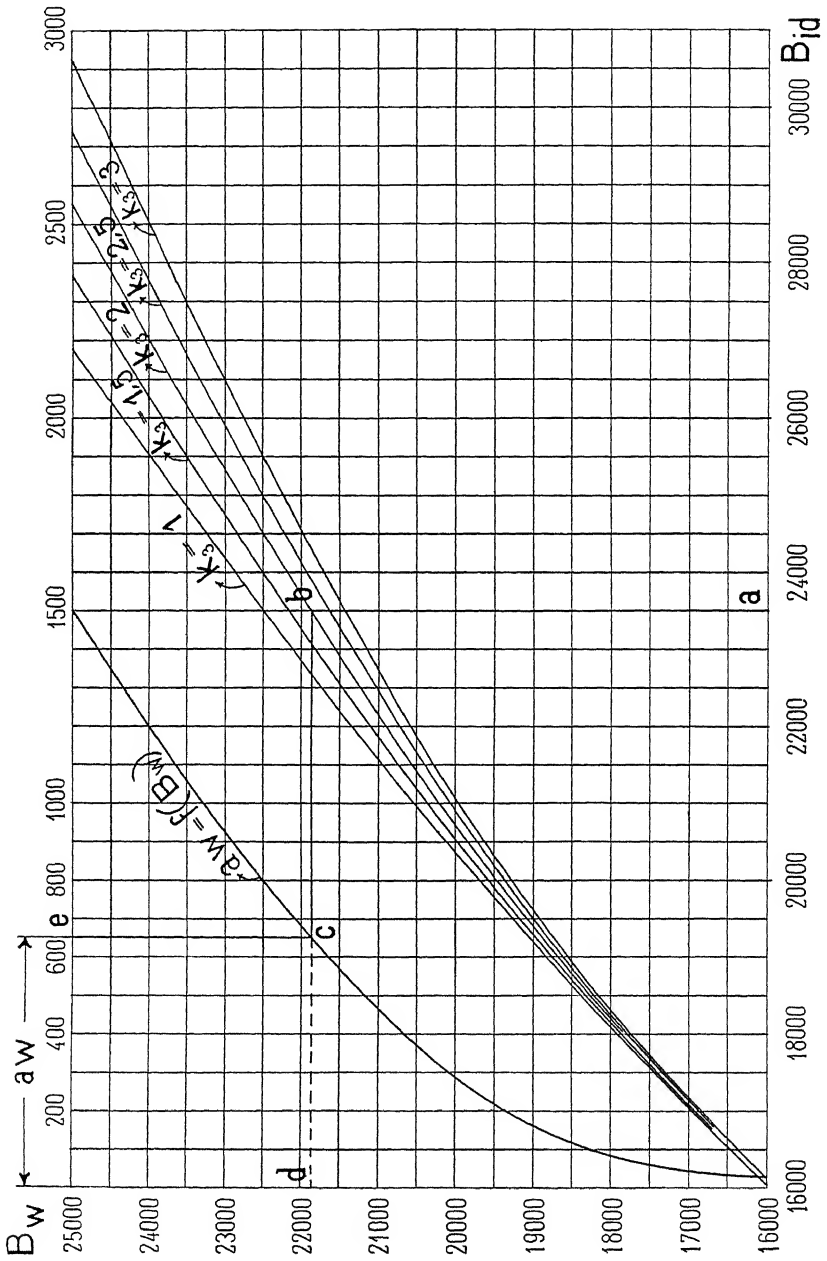


Fig. 185. Bestimmung von  $AW_z$

$$B_i \cdot \left( \frac{b_i}{t_1} \right) \cdot z \cdot k_2 = \Phi_a$$

oder

$$B_i = \frac{t_1 \Phi_a}{k_2 \cdot z \cdot l \cdot b_i}$$

Machen wir nun  $oa = B_i$ , so findet man durch den Linienzug  $a b c d$  den zu  $B_i = oa$  gehörigen Wert  $B_w = od$  und  $aw_z = cd$ .

Will man  $AW_z$  genau ermitteln, so theilt man die Zahnhöhe

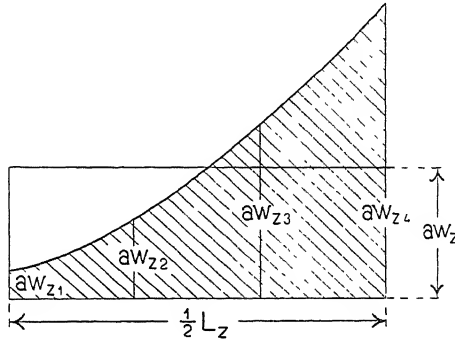


Fig. 186.

$\frac{1}{2} L_z$  in etwa 3 Theile und ermittelt für jeden Theilpunkt  $aw_z$  und trägt in jedem Theilpunkt nach Fig. 186 die Werthe  $aw_z$  an. Es ist dann

$$\text{Fläche} = 0,8 \cdot \frac{1}{2} L_z \int H dl = \frac{1}{2} L_z aw_z$$

und

$$AW_z = L_z \cdot aw_z$$

In fast allen Fällen genügt es, um die Fläche oder die mittlere Ordinate zu bestimmen, den Satz von Simpson anzuwenden, da die Kurve parabelförmig ist. Bestimmt man z. B.  $aw_z$  für Zahnkopf, Zahnmitte und Zahnfuß, so wird

$$AW_z = L_z \cdot \frac{aw_{z \min} + 4 aw_{z \text{ mit}} + aw_{z \max}}{6} \quad (40)$$

Bei geringen Zahnsättigungen unter  $B_z = 20000$ , genügt das Mittel von  $aw_{z \min}$  und  $aw_{z \max}$ .

Die ideale Sättigung der Zähne an den betreffenden Stellen ist

$$B_{i \min} = \frac{t_1 \Phi_a}{k_2 z_1 l b_i}; \quad B_{i \text{ mit}} = \frac{t_1 \Phi_a}{k_2 z_m l b_i}; \quad B_{i \max} = \frac{t_1 \Phi_a}{k_2 z_2 l b}$$

## 64. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_a$ ) für den Ankerkern.

Durch das Armatureisen unter den Zähnen geht die Hälfte des Kraftflusses  $\Phi_a$ . Ist die Eisenhöhe der Armatur  $= h$ , die Eisenlänge  $= l$  und somit der effektive Eisenquerschnitt des Armaturkernes gleich

$$Q_a = l \cdot h \cdot k_2,$$

so wird die maximale Induktion im Armaturkern

$$B_a = \frac{\Phi_a}{2 l \cdot h \cdot k_2};$$

zu dieser Induktion wird die entsprechende Ampèrewindungszahl pro cm  $aw_a$  aus der Magnetisirungskurve entnommen; es ist dann

$$AW_a = aw_a \cdot I_a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (41)$$

Der Faktor  $k_2$  berücksichtigt die Isolation zwischen den Blechen. 100 ( $1 - k_2$ ) giebt den Isolationsraum in Procenten des totalen Raumes an. Man kann als Mittelwerth 12% Isolation annehmen; dann wird  $k_2 = 0,88$ ;  $k_2$  schwankt zwischen 0,85 und 0,93.

## 65. Berechnung der Ampèrewindungen ( $AW_m$ und $AW_j$ ) für die Feldmagnete und das Joch.

Der in die Armatur pro Pol eintretende Kraftfluss  $\Phi_a$  ist nur ein Theil des Kraftflusses der Feldmagnete, da zwischen den Polflächen magnetische Streuung vorhanden ist. — Der Kraftfluss des Feldmagneten hat im Querschnitte  $AB$  (Fig. 168) sein Maximum, er sei gleich  $\Phi_m$ , dann heisst  $\frac{\Phi_m}{\Phi_a} = \sigma$  der Streukoeffizient, dessen Berechnung später gezeigt werden soll.

Da die Streulinien seitlich austreten, nimmt  $\Phi_m$  im Magnetkerne gegen den Anker zu ab; wir dürfen aber ohne einen wesentlichen Fehler zu begehen  $\Phi_m$  als konstant ansehen. Auch wollen wir die Abnahme der Induktion im Polschuhe, da der betreffende Weg nur klein ist, nicht berücksichtigen. Es ist nun im allgemeinen (s. S. 212)

$$\Phi_m = \sigma \cdot \Phi_a = \sigma \cdot \sigma_a \Phi$$

$$B_m = \frac{\Phi_m}{Q_m} = \frac{\Phi_a \sigma}{Q_m}$$

Man sucht nun in der Magnetisirungskurve das zu  $B_m$  gehörige  $aw_m$  und erhält dann

$$AW_m = aw_m L_m. \quad . \quad . \quad . \quad (42)$$

Bei der Manchester-Type und der Thury-Type, wo jede Magnetspule nur mit ca. der Hälfte des Kraftflusses pro Pol verkettet ist, wird

$$B_m = \frac{\Phi_m}{2 Q_m}.$$

Bei allen Typen mit mehr als vier Polen und bei allen modernen zweipoligen und vierpoligen Typen theilt sich das Joch nach zwei Seiten wie in Fig. 168, und deswegen ist gewöhnlich

$$\Phi_j = \frac{\sigma \Phi_a}{2} \text{ also } B_j = \frac{\sigma \Phi_a}{2 Q_j}.$$

Wir suchen nun wiederum in der Magnetisirungskurve, die dem Materiale des Joches entspricht, das zum Werte  $B_j$  gehörige  $aw_j$  und erhalten

$$AW_j = aw_j \cdot L_j. \quad . \quad . \quad . \quad (43)$$

Nachdem die Berechnung der erforderlichen Ampèrewindungen für die einzelnen Theile des magnetischen Stromkreises bekannt ist, kann die totale Ampèrewindungszahl für den angenommenen Kraftfluss  $\Phi_a$  oder die angenommene EMK  $E$  berechnet werden. Diese Berechnung ist unter der Voraussetzung einer stromlosen Armatur durchgeführt; deswegen heissen wir die totale Ampèrewindungen pro Kreis  $AW_{ko}$  und haben

$$AW_{ko} = AW_l + AW_z + AW_a + AW_m + AW_j \quad . \quad . \quad . \quad (44)$$

$$AW_{ko} = 1,6 B_l \delta k_1 + aw_z L_z + aw_a L_a + aw_m L_m + aw_j L_j. \quad (45)$$

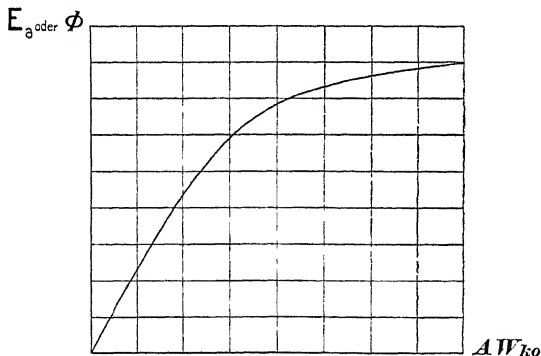


Fig. 187. Magnetisirungskurve oder Leerlaufcharakteristik.

Für jeden Werth von  $\Phi_a$  oder  $E$  ist dieselbe Rechnung durchzuführen; diese geschieht deswegen am besten tabellarisch.



Die Eintragung der zusammengehörigen Werthe von  $E$  oder  $\Phi_a$  und  $AW_{ko}$  in Fig. 187 ergibt dann die gesuchte Magnetisierungscurve oder die Leerlaufcharakteristik.

## 66. Die Feldstreuung und die Berechnung derselben.

Wie schon auf Seite 203 erwähnt wurde, tritt der Kraftfluss, der in den Feldmagneten erzeugt wird, nicht vollständig in den Anker ein, sondern ein Theil desselben geht durch Streuung verloren. Das Verhältniss des gesammten Kraftflusses zum nützlichen wird Streuungskoeffizient genannt und mit  $\sigma$  bezeichnet. Nach Seite 203 ist

$$\sigma = \frac{\Phi_m}{\Phi_a} = \frac{\Phi_a + \Phi_s}{\Phi_a} = 1 + \frac{\Phi_s}{\Phi_a}.$$

Für die Vorausberechnung einer Maschine ist die Kenntniss des Streuungskoeffizienten  $\sigma$  nothwendig. Er ist abhängig von der Anordnung und Form der Feldmagnete, von der Sättigung des Eisens und vom Luftzwischenraum  $\delta$ . Eine für die Streuung günstige Anordnung der Lager, der Riemenscheibe und Fundamentplatte, welche die magnetische Leitfähigkeit zwischen den streuenden Flächen vergrössert, kann den Werth von  $\sigma$  noch erhöhen.

Der Streuungskoeffizient  $\sigma$  lässt sich für einfachere Formen der Feldmagnete mit genügender Genauigkeit berechnen. Wenn wir runde Pole haben, so reduciren wir dieselben stets auf quadratische mit demselben Querschnitt.

$d_m$  = Durchmesser des runden Magnetkerns,

$d_q$  = Seite des Quadrats.

Dann ist

$$d_q = \frac{d_m}{2} \sqrt{\pi}.$$

Wir wollen nun die Berechnung für zwei typische Formen durchführen. Im ersten, in Fig. 188 dargestellten Falle ist angenommen, dass die Magnetkerne einen kreisförmigen Querschnitt haben, und dass die Axen derselben verhältnissmässig wenig gegen einander geneigt sind, entsprechend einer vielpoligen Maschine. Zuerst reduciren wir den kreisförmigen Querschnitt auf einen rechteckigen. Nun können wir folgende vier Streuflüsse unterscheiden:

- 1) den Streufluss  $\Phi_1$  zwischen den inneren Flächen des Polschuhs.
- 2) den Streufluss  $\Phi_2$  zwischen den äusseren Flächen des Polschuhs (vorn und hinten).

- 3) den Streufluss  $\Phi_3$  zwischen den inneren Flächen des Polkernes.
- 4) den Streufluss  $\Phi_4$  zwischen den äusseren Flächen des Polkernes (vorn und hinten).

Jeder Streufluss ist gleich dem Produkte aus der magnetischen Potentialdifferenz und der magnetischen Leitfähigkeit zwischen den betreffenden Streuflächen.

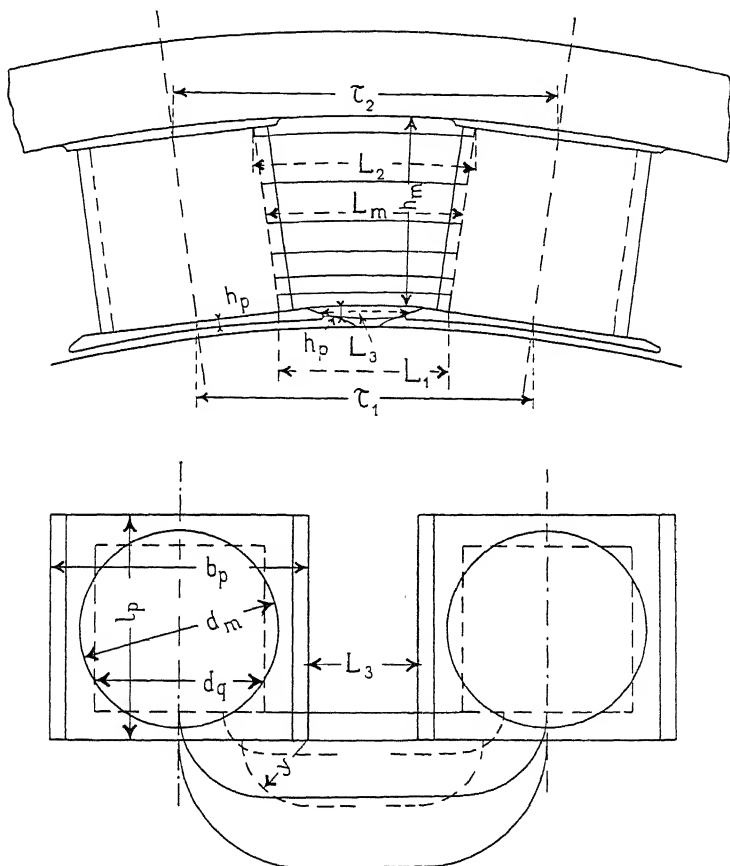


Fig. 188.

Zwischen den Polschuhen besteht die Potentialdifferenz

$$\Delta P = (\Delta W_l + \Delta W_z + \Delta W_a).$$

Es wird nun

1. Der Streufluss zwischen den inneren Flächen der Polschuhe

$$\Phi_1 = \Delta P \frac{l_p h_p}{0,8 L_s} = \frac{\Delta P l_p h_p}{0,8 (\tau_1 - b_p)}.$$

Sind die Polschuhspitzen stark gesättigt, so wird diese Streuung kleiner; es kann dies berücksichtigt werden, indem man von  $\Delta P$   $\Delta W_p$  subtrahiert, wenn  $\Delta W_p$  die in den 2 Polspitzen verbrauchten  $\Delta W$  bezeichnet.

2. Der Streufluss zwischen den äusseren Flächen der Polschuhe.

Die Streuung zwischen den äusseren Polschuhflächen wird, wenn man die Kraftlinien in Kreisbogen vom Radius  $y$  und auf der Strecke  $L_s$  geradlinig verlaufend denkt (s. Fig. 188):

$$\Phi_2 = 2 \int_{y=0}^{y=\frac{b_p}{2}} \frac{\Delta P \cdot h_p}{0,8 (L_s + \pi y)} dy = 2 \Delta P h_p \frac{2,3}{0,8 \pi} \log \left( 1 + \frac{\pi}{2} \frac{b_p}{L_s} \right).$$

Indem wir  $\frac{2,3}{0,8 \pi} = 1$  setzen, erhalten wir

$$\Phi_2 = \Delta P h_p 2 \log \left( 1 + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b_p}{\tau_1 - b_p} \right).$$

Wenn  $h_p$  längs der ganzen äusseren Polschuhfläche nicht konstant ist, so muss ein mittlerer Werth eingesetzt werden.

3. Der Streufluss zwischen den inneren Flächen des Polkernes.

Bei Berechnung der Streuung der Kernfläche ist zu beachten, dass die magnetische Potentialdifferenz längs der Erregerspule proportional mit der Höhe  $h_m$  von 0 bis  $\Delta P$  zunimmt; der Mittelwerth ist annäherd  $\frac{1}{2} \Delta P$ . Es ist somit

$$\Phi_3 = \frac{\frac{1}{2} \Delta P d_q h_m}{0,8 (L_1 + L_2)} = \frac{\Delta P d_q h_m}{0,8 (L_1 + L_2)} = \frac{\Delta P d_q h_m}{0,8 (\tau_1 + \tau_2 - 2 d_q)}.$$

4. Der Streufluss zwischen den äusseren Kernflächen.

Für zwei äussere Kernflächen folgt für eine mittlere magnetische Potentialdifferenz  $\frac{1}{2} \Delta P$  ähnlich wie bei  $\Phi_2$

$$\Phi_4 = \frac{2 \Delta P}{2} \cdot h_m \frac{2,3}{0,8 \pi} \log \left( 1 + \pi \cdot \frac{d_q}{L_1 + L_2} \right)$$

$$\Phi_4 = \Delta P h_m \log \left( 1 + \frac{\pi \cdot d_q}{\tau_1 + \tau_2 - 2 d_q} \right).$$

Nun ist für beide Seiten des Poles

$$\Phi_s = 2(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4)$$

$$\Phi_s = 2 \Delta P \left[ \frac{l_p \cdot h_p}{0,8(\tau_1 - b_p)} + 2 h_p \log \left( 1 + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b_p}{\tau_1 - b_p} \right) \right. \\ \left. + \frac{d_q \cdot h_m}{0,8(\tau_1 + \tau_2 - 2 d_q)} + h_m \log \left( 1 + \frac{\pi \cdot d_q}{\tau_1 + \tau_2 - 2 d_q} \right) \right].$$

Hieraus ergibt sich die Summe der Leitfähigkeiten zwischen den Polflächen . . . .

$$\Sigma \lambda_p = \frac{l_p \cdot h_p}{0,8(\tau_1 - b_p)} + 2 h_p \cdot \log \left( 1 + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b_p}{\tau_1 - b_p} \right)$$

und diejenige der Kernflächen

$$\Sigma x \lambda_m = \frac{d_q h_m}{0,8(\tau_1 + \tau_2 - 2 d_q)} + h_m \log \left( 1 + \frac{\pi d_q}{\tau_1 + \tau_2 - 2 d_q} \right),$$

worin  $x$  den Faktor  $\frac{1}{2}$  von  $\Delta P$  andeuten soll. Durch Einsetzen des Werthes von  $\Phi_s$  in die Gleichung für  $\sigma$  erhält man als Streuungskoeffizient bei stromlosem Anker

$$\sigma = 1 + \frac{2(\Delta W_l + \Delta W_z + \Delta W_a)}{\Phi_a} (\Sigma \lambda_p + \Sigma x \lambda_m). \quad (46)$$

Wenn der Querschnitt der Pole rechteckförmig ist und  $l_m$  die Länge der Seiten in der Richtung der Axe bedeutet und  $d_q$  die Länge der anderen Seite, so wird

$$\Phi_s = \frac{\Delta P l_m h_m}{0,8(\tau_1 + \tau_2 - 2 d_q)}.$$

Bei Maschinen mit geringer Polzahl sind die Polflächen, wie Fig. 189 zeigt, stark gegen einander geneigt. In diesem Falle müssen die Werthe von  $\Sigma \lambda_p$  und  $\Sigma x \lambda_m$  in anderer Weise ermittelt werden.

Man entwirft zu diesem Zwecke nach bestem Ermessen ein Kraftrohrenbild, wobei es auf sehr grosse Genauigkeit nicht ankommt. Diejenigen Linien, für welche der Weg  $\frac{1}{2} L_2$  grösser wird als  $L_1$  (Fig. 189), werden direkt zum Joche übertreten. Auch auf den Seitenflächen der Pole wird dies der Fall sein. Da streuen die Flüsse nicht bloss in der Richtung der Axe des Magnetkerns, sondern auch seitlich, in der Richtung von  $L_1$  zum Joche über. Der gesamte Streufluss setzt sich für diesen Fall zusammen aus dem Fluss  $\Phi_1$ , zwischen den inneren, dem Fluss  $\Phi_2$  zwischen den äusseren Flächen der Polschuhe, dem Fluss  $\Phi_3$  zwischen den inneren, dem Fluss  $\Phi_4$  zwischen den äusseren Flächen der Polkerne, ferner dem Fluss  $\Phi_5$  zwischen dem Joch und den inneren

und dem Fluss  $\Phi_6$  zwischen dem Joch und den äusseren Flächen der Magnetkerne.

Es ist nun

1. Der Streufluss zwischen den inneren Flächen der Polschuhe.

$$\Phi_1 = \frac{a_3 \cdot l_p}{0,8 L_3} \cdot \Delta P.$$

2. Der Streufluss zwischen den äusseren Flächen der Polschuhe.

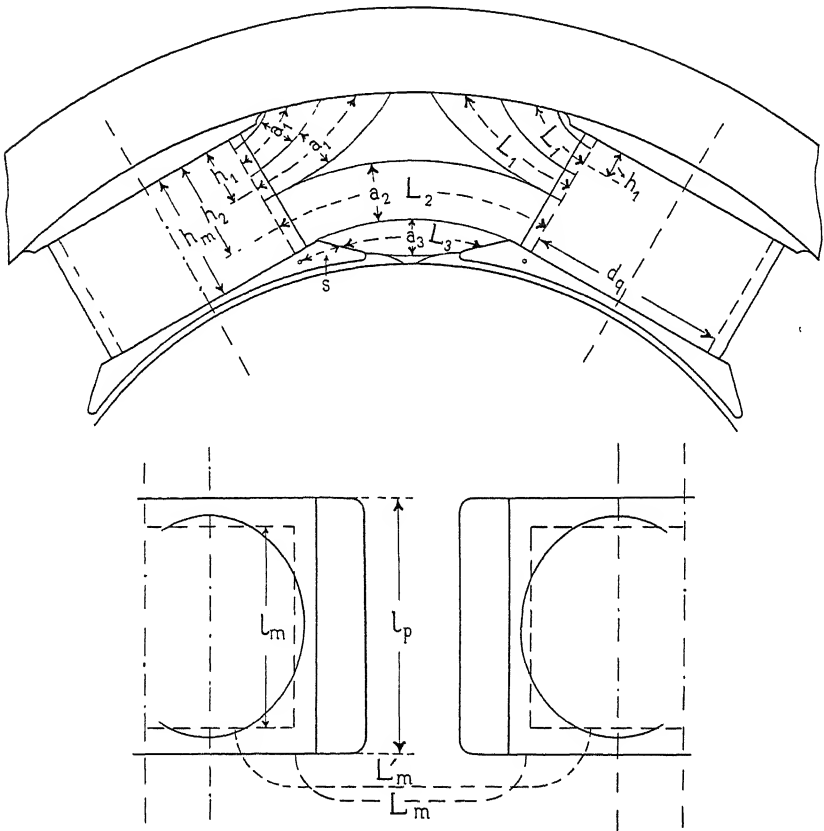


Fig. 189.

Da die äussere Fläche des Polschuhes zu sehr von der Trapezform abweicht, so verfahren wir zur Bestimmung von  $\Phi_2$  am einfachsten folgendermassen:

Wir ermitteln den Inhalt einer halben äusseren Fläche eines Polschuhs  $\frac{1}{2} F_p$  und den Schwerpunkt derselben. Die Kraftlinienwege nehmen wir wieder gleich an wie im vorhergehenden Falle. Als mittleren Kraftlinienweg  $L_m$  wählen wir die Länge derjenigen Kraftlinie, die durch den Schwerpunkt der Polschuhfläche geht.

Es ist dann

$$\Phi_2 = \Delta P \frac{F_p}{2} \frac{1}{0,8 L_m} = \Delta P \frac{F_p}{0,8 L_m}$$

$$L_m = L_3 + \pi \cdot s.$$

3. Der Streufluss zwischen den inneren Flächen der Magnetkerne.

$$\Phi_3 = \Delta P \cdot \frac{h_2}{h_m} \cdot \frac{a_2 \cdot l_m}{0,8 \cdot L_2}.$$

4. Der Streufluss zwischen den äusseren Flächen der Magnetkerne.

Um die Rechnung dieses Streuflusses einfacher zu gestalten, nehmen wir an, die Trennungskurve der Streuflüsse  $\Phi_4$  und  $\Phi_6$  sei eine Gerade, die senkrecht zur Magnetaxe ist. Der durch diese Vereinfachung entstandene Fehler wird sehr klein sein, da diese seitlichen Streuflüsse  $\Phi_4$  und  $\Phi_6$  gegenüber  $\Phi_3$  und  $\Phi_5$  klein sind.  $\Phi_4$  können wir nun ganz gleich berechnen wie  $\Phi_2$ .

$$\Phi_4 = \Delta P \frac{h_2}{h_m} d_q a_2 \frac{1}{0,8 L'_m} = \Delta P \frac{h_2 d_q a_2}{h_m 0,8 L'_m}$$

$$L'_m = L_2 + \frac{d_q \pi}{4}.$$

5. Der Streufluss der inneren Flächen der Magnetkerne gegen das Joch.

Diesen Kraftfluss theilen wir in mehrere Streuungsröhren (siehe Fig. 189). Die Summe der Leitfähigkeiten derselben multiplicirt mit der zugehörigen magnetischen Potentialdifferenz giebt uns  $\Phi_5$ .

$$\Phi_5 = \Delta P \sum \frac{a_1 l_m}{0,8 L_1} \cdot \frac{h_1}{h_m} = \frac{\Delta P l_m}{0,8 h_m} \sum \frac{a_1 h_1}{L_1}.$$

6. Der Streufluss der äusseren Flächen der Magnetkerne gegen das Joch.

Hier können wir zwei Arten von Streuflüssen unterscheiden:

1. derjenige in der Richtung der Axe der Magnetkerne,
2. derjenige in der Richtung von  $L_1$ .

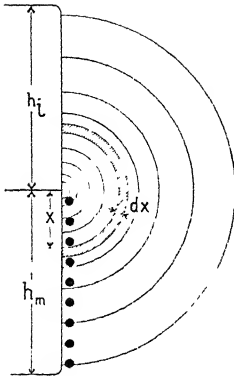


Fig. 190.

Um die letzteren in einfacher Weise zu berücksichtigen, nehmen wir an, wir hätten nur Streuflüsse in der Richtung der Axe der Magnetkerne, die aber von der ganzen äusseren Polfläche, statt nur vom oberen Theil derselben, ausgehen. Wenn wir noch den Weg der Kraftlinien durch Halbkreise ersetzen, so lässt sich dieser Streufluss in einfachster Weise berechnen (siehe Fig. 190).

$$d\Phi_6 = 2 \frac{dx d_q}{0,8 \pi x} \cdot \frac{AP}{2} \frac{x}{h_m}.$$

$$\Phi_6 = \frac{AP d_q}{0,8 \cdot \pi h_m} \int_0^{h_m} dx = \frac{AP d_q \cdot h_m}{0,8 \cdot \pi h_m}$$

$$\Phi_6 = \frac{AP d_q}{0,8 \pi}.$$

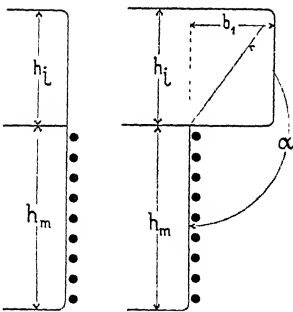


Fig. 191.

Fig. 192.

In den meisten Fällen ist die Höhe des Joches kleiner als diejenige vom Pol (Fig. 191); dann ist

$$\Phi_6 = AP \cdot \frac{d_q}{0,8 \pi} \cdot \frac{h_j}{h_m}.$$

Wenn das Joch breiter ist als der Magnetkern (Fig. 192), so können wir mit genügender Genauigkeit setzen

$$\Phi_6 = AP \cdot \frac{d_q}{0,8 \pi} \cdot \frac{\sqrt{h_j^2 + b_1^2}}{h_m} \cdot \frac{180}{\alpha},$$

$$\text{wo } \sin(180 - \alpha) = \frac{b_1}{\sqrt{h_j^2 + b_1^2}}.$$

Es ist nun

$$\Phi_s = 2(\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4 + \Phi_5) + \Phi_6,$$

$$\Phi_s = 2AP \left[ \frac{a_3 l_p}{0,8 L_3} + \frac{F_p}{0,8(L_3 + \pi s)} + \frac{h_2}{h_m} \cdot \frac{a_2 l_m}{0,8 L_2} + \right.$$

$$\frac{h_2 d_q a_2}{0,8 h_m \left( L_2 + \frac{d_q}{4} \cdot \pi \right)} + \frac{l_m}{0,8 h_m} \Sigma \frac{a_1 h_1}{L_1} + \frac{d_q \cdot \sqrt{h_j^2 + b_1^2}}{1,6 \pi \cdot h_m} \cdot \frac{180}{\alpha} \Bigg].$$

Hieraus erhalten wir die Summe der Leitfähigkeiten zwischen den Polflächen:

$$\Sigma \lambda_p = \frac{a_3 l_p}{0,8 L_3} + \frac{F_p}{0,8 (L_3 + \pi \cdot s)},$$

diejenige der Kernflächen

$$\Sigma x \lambda_m = \frac{h_2}{0,8 h_m} \left( \frac{a_2 l_m}{L_2} + \frac{d_q \cdot a_2}{L_2 + \frac{d_q}{4} \pi} \right)$$

$$\Sigma x \lambda_j = \frac{1}{0,8 h_m} \left[ l_m \Sigma \frac{a_1 h_1}{L_1} + d_q \frac{\sqrt{h_j^2 + b_1^2}}{2 \pi} \cdot \frac{180}{\alpha} \right].$$






Indem wir den Werth von  $\Phi_s$  in die Gleichung für  $\sigma$  einsetzen, erhalten wir

$$\sigma = 1 + \frac{2(AW_l + AW_z + AW_a)}{\Phi_a} (\Sigma \lambda_p + \Sigma x \lambda_m + \Sigma x \lambda_j). \quad (47)$$

Wie aus dieser Formel ersichtlich, ist  $\sigma$  abhängig von der Erregung und daher auch von der Belastung (s. S. 272) der Maschine. Solange die Magnetisirungskurve der Luft, der Zähne und des Ankers geradlinig verläuft, nimmt der Streufluss proportional mit  $\Phi_a$  zu, und  $\sigma$  bleibt konstant. Sobald jedoch die Kurve abbiegt, wächst die procentuale Streuung.  $\sigma$  ist also abhängig von der Sättigung des Ankereisens. Bei der Berechnung der Querschnitte der Feldmagnete ist es nothwendig, dass der Streuungskoeffizient zunächst angenommen wird, da derselbe erst ermittelt werden kann, wenn die Dimensionen der Maschine bekannt sind. Zeigen sich grössere Differenzen zwischen dem angenommenen Werth von  $\sigma$  und dem nachträglich ermittelten, so müssen die Dimensionen der Feldmagnete dementsprechend abgeändert werden.

Erfahrungsgemässe mittlere Werthe von  $\sigma$  sind hier angegeben und können bei der Annahme von  $\sigma$  benutzt werden.



	Kleine Maschinen		Grosse Maschinen
	$\sigma = 1,5$	bis	1,3
	$\sigma = 1,3$	„	1,1
	$\sigma = 1,6$	„	1,3
	$\sigma = 1,5$	„	1,3
	$\sigma = 1,3$	„	1,1

Angenäherte Vorausberechnung von  $\sigma$ .

Nach Seite 212 ist

$$AW_l + AW_z + AW_a = k_z AW_l.$$

$k_z$  ist eine Grösse, welche von der Sättigung des Armatureisens abhängt. Für normale Maschinen ist

$$k_z = 1,1 - 1,3.$$

Bei hoher Sättigung kann  $k_z$  auch den Werth 1,4—1,5 erreichen.

Nach Früherem ist

$$AW_l = 1,6 \cdot k_1 B_l \cdot \delta.$$

$$2 \frac{AW_l + AW_z + AW_a}{\Phi_a} = 2 \frac{k_z AW_l}{\Phi_a} = \frac{1,6 \cdot 2 \cdot k_z k_1 \cdot B_l \cdot \delta}{\Phi_a}.$$

Für  $\Phi_a = B_l \cdot b_i \cdot l_i$  gesetzt giebt

$$2 \cdot \frac{AW_z + AW_z + AW_a}{\Phi_a} = \frac{3,2 \cdot k_z k_1 \delta}{b_i l_i}.$$

In die Formel für  $\sigma$  eingesetzt

$$\sigma = 1 + \frac{3,2 k_z k_1 \delta}{b_i l_i} (\Sigma \lambda_p + \Sigma x \lambda_m + \Sigma x \lambda_j). \quad (48)$$

Setzen wir für  $k_1 = 1,2$  und für  $k_z = 1,3$ , so erhalten wir

$$\sigma = 1 + \frac{5 \delta}{b_i l_i} (\Sigma \lambda_p + \Sigma x \lambda_m + \Sigma x \lambda_j).$$

Mit Hilfe dieser Formel können wir  $\sigma$  einer Maschine annähert bestimmen, ohne die Ampèrewindungen berechnet zu haben.

Beispiele. 1. Die benachbarten Pole sind nahezu parallel; der Querschnitt derselben sei ein Kreis. Diesen führen wir auf ein Quadrat von gleichem Inhalte zurück. Die Dimensionen dieses Beispiels (siehe Fig. 188) sind folgende:

$$d_m = 15,6 \text{ cm,}$$

$$d_q = \frac{15,6}{2} \sqrt{\pi} = 13,8 \text{ cm,}$$

$$L_1 = 13,5 \text{ cm,}$$

$$L_2 = 17,5 \text{ cm,}$$

$$L_3 = 7,5 \text{ cm,}$$

$$a_2 = h_m = 15 \text{ cm,}$$

$$b_p = 20,4 \text{ cm,}$$

$$l_p = 18,0 \text{ cm,}$$

$$h_p = 0,9 \text{ cm,}$$

$$\delta = 0,6 \text{ cm,}$$

$$l_m = d_q = 13,8 \text{ cm.}$$

$$\begin{aligned} \Sigma \lambda_p &= \frac{l_p h_p}{0,8 L_3} + 2 h_p \log \left( 1 + \frac{\pi}{2} \frac{b_p}{L_3} \right) \\ &= \frac{18 \cdot 0,9}{0,8 \cdot 7,5} + 2 \cdot 0,9 \cdot 0,706 = 4,0. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Sigma x \cdot \lambda_m &= \frac{d_q \cdot h_m}{0,8 (L_1 + L_2)} + h_m \log \left( 1 + \pi \cdot \frac{d_q}{L_1 + L_2} \right) \\ &= \frac{13,8 \cdot 15}{0,8 \cdot 31} + 15 \log 2,03 = 8,37 + 6,25 = 14,6, \end{aligned}$$

$$\sigma = 1 + \frac{5 \cdot 0,6}{20,4 \cdot 18} \cdot 18,6 = 1,15.$$

2. Die benachbarten Pole sind ziemlich stark gegen einander geneigt. Die Dimensionen dieses Beispiels sind folgende (siehe Fig. 189):

$$d_m = 18 \text{ cm,}$$

$$d_q = \frac{d_m}{2} \sqrt{\pi} = 16,0 \text{ cm,}$$

$$l_m = d_q = 16 \text{ cm,}$$

$$h_m = 10,5 \text{ cm,}$$

$$L_1 = 6,0 \text{ cm resp. } 11,2 \text{ cm.}$$

$$a_1 = 3,0 \text{ cm resp. } 3,6 \text{ cm,}$$

$$h_1 = 2,1 \text{ cm resp. } 3,5 \text{ cm,}$$

$$L_2 = 21,0 \text{ cm,}$$

$$a_2 = 5,4 \text{ cm,}$$

$$h_2 = 8,1 \text{ cm,}$$

$$L_3 = 12,6 \text{ cm,}$$

$$a_3 = 2,1 \text{ cm,}$$

$$l_p = 20,2 \text{ cm,}$$

$$b_p = 25,2 \text{ cm,}$$

$$F_p = 31,2 \text{ cm}^2,$$

$$s = 4,5 \text{ cm,}$$

$$h_j = 8,0 \text{ cm,}$$

$$b_1 = 2,1 \text{ cm,}$$

$$\begin{aligned}\Sigma \lambda_p &= \frac{a_3 l_p}{0,8 L_3} + \frac{F_p}{0,8 (L_3 + \pi s)} = \frac{2,1 \cdot 20,2}{0,8 \cdot 12,6} + \frac{31,2}{0,8 \cdot 27,6} \\ &= 4,25 + 1,37 = 5,6,\end{aligned}$$

$$\Sigma x \lambda_m = \frac{h_2}{0,8 h_m} \left[ \frac{a_2 d_q}{L_2} + \frac{d_q \cdot a_2}{L_2 + \frac{d_q}{4} \cdot \pi} \right]$$

$$\Sigma x \lambda_m = \frac{8,1}{0,8 \cdot 10,5} \left( \frac{5,4 \cdot 16}{21,0} + \frac{5,4 \cdot 16}{34,8} \right) = 4,00 + 2,40 = 6,4$$

$$\Sigma x \lambda_j = \frac{d_q}{0,8 \cdot h_m} \left( \Sigma \frac{a_1 h_1}{L_1} + \frac{\sqrt{h_j^2 + b_1^2}}{2 \pi} \cdot \frac{180}{\alpha} \right)$$

$$\sin (180 - \alpha) = \frac{b_1}{\sqrt{h_j^2 + b_1^2}} = \frac{2,1}{8,3} = 0,250$$

$$180 - \alpha = 14,5^\circ$$

$$\alpha = 165,5$$

$$\begin{aligned}\Sigma x \lambda_j &= \frac{16}{0,8 \cdot 10,5} \left( \frac{3,0 \cdot 2,1}{6} + \frac{3,6 \cdot 3,5}{11,2} + \frac{\sqrt{8^2 + 2,1^2}}{2 \pi} \cdot \frac{180}{165,5} \right) \\ &= 2,0 + 2,75 + 2,75 = 7,5\end{aligned}$$

$$\sigma = 1 + \frac{5 \delta}{b_i l_i} \cdot (5,6 + 6,4 + 7,5) = 1 + \frac{5 \cdot 0,6}{20,2 \cdot 25,2} \cdot 19,5 = 1,115.$$

## Fünftehntes Kapitel.

67. Die Ankerrückwirkung. — 68. Die entmagnetisierende und quermagnetisierende Wirkung des Ankers. — 69. Form des Armaturfeldes. — 70. Die entmagnetisierenden Ampèrewindungen des Ankers. — 71. Einfluss der quermagnetisierenden Ankerwindungen auf die Felderregung. — 72. Einfluss der Ankerampèrewindungen auf die Feldstärke in der Kommutierungszone. — 73. Genaue Berechnung der Feldkurve und der Feldampèrewindungen bei Belastung.

### 67. Die Ankerrückwirkung.

Bis jetzt haben wir die magnetischen Verhältnisse einer Maschine und die Magnetisierungskurve derselben bei stromloser Armatur, d. h. bei Leerlauf betrachtet. Führen nun die Ankerdrähte einen Strom, so üben die Ampèrewindungen des Ankers auf die magnetischen Kreise der Maschine eine magnetisierende Wirkung aus, man bezeichnet sie als Ankerrückwirkung.

Die Folgen dieser Ankerrückwirkung bestehen in einer Verdrehung und Schwächung des durch die Feldmagnetspulen erzeugten Magnetfeldes; die neutrale Zone desselben wird infolgedessen verschoben und die Bedingungen für eine funkenfreie Kommutation führen zu einer Bürstenverstellung.

Die Bürstenstellung eines Generators und eines Motors. Wir beziehen die Betrachtung auf eine zweipolige Maschine und nehmen zunächst an, das Magnetfeld sei erregt und die Armatur stromlos. Der Kraftfluss verläuft dann von Pol zu Pol nach der in Fig. 193 angegebenen Weise. Die neutrale Zone  $nn'$  steht senkrecht zur Mittellinie  $NS$  der Feldmagnete.

Denken wir uns jetzt den Erregerstrom unterbrochen und auf dem Durchmesser  $nn'$  zwei Bürsten  $B_1, B_2$  aufgelegt, von welchen aus durch die Ankerwindungen ein Strom in der angedeuteten Richtung<sup>1)</sup> fließt, so erzeugen die Ankerströme, wie Fig. 194 zeigt,

<sup>1)</sup> Ein voller Kreis bezeichnet, dass die Richtung des Stromes in die Papierebene eintritt, ein Kreis mit Punkt bezeichnet die umgekehrte Richtung und ein leerer Kreis bedeutet einen stromlosen Draht.

ein magnetisches Feld, dessen Kraftfluss senkrecht zu dem Fluss des Feldes Fig. 193 verläuft.

Fließt nun ein Strom gleichzeitig durch die Feld- und Ankerwindungen, so entsteht ein resultierendes magnetisches Feld. Denkt man sich die Fig. 193 und 194 über einander gelegt und beobachtet man die Richtung der Kraftlinien, so ist ersichtlich, dass durch die Ankerrückwirkung bei einem Generator die Feldintensität auf den Eintrittsseiten  $a$  und  $d$  (d. h. da, wo die Ankerdrähte unter die Polflächen eintreten) geschwächt und auf den Austrittsseiten  $b$  und  $c$  verstärkt wird. Bei

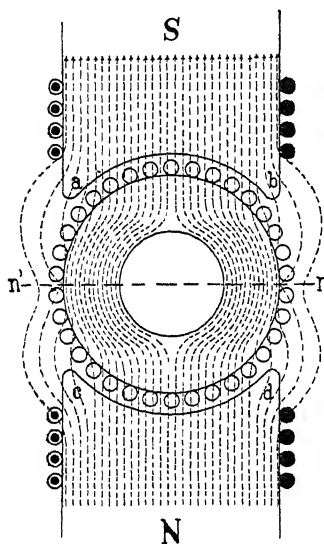


Fig. 193.

Feld der Feldampèrewindungen.

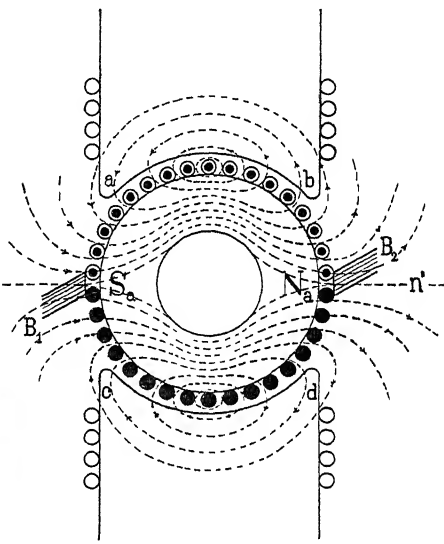


Fig. 194.

Feld der Ankerampèrewindungen.

einem Motor ist es umgekehrt. Die neutrale Zone wird daher verschoben.

In Fig. 195 ist für die gewählte Stromrichtung die Drehrichtung der Maschine als Generator und als Motor und die Richtung der Kraftlinien eingezeichnet. Die neutrale Zone  $mm'$  der belasteten Maschine ist um einen Winkel  $\alpha$  gegen die neutrale Zone  $nn'$  der unbelasteten Maschine verdreht, und zwar bei dem Generator im Sinne der Drehrichtung und bei dem Motor in entgegengesetztem Sinne.

Bei dem Generator tritt eine Spule von der Seite  $A$  der neutralen Zone auf die Seite  $B$  über und wird dabei kurzgeschlossen. Um die Kommulation des Stromes von der Richtung  $A$  in die

Richtung  $B$  zu beschleunigen, muss die Spule im Sinne der Drehrichtung verschoben und in ein Magnetfeld von der Richtung der Seite  $B$  gebracht werden, welches eine EMK inducirt, die der Stromrichtung  $A$  entgegengerichtet ist. Der totale Verstellungswinkel der Bürsten wird daher grösser als  $\alpha$ , derselbe ist mit  $\beta_g$  bezeichnet.

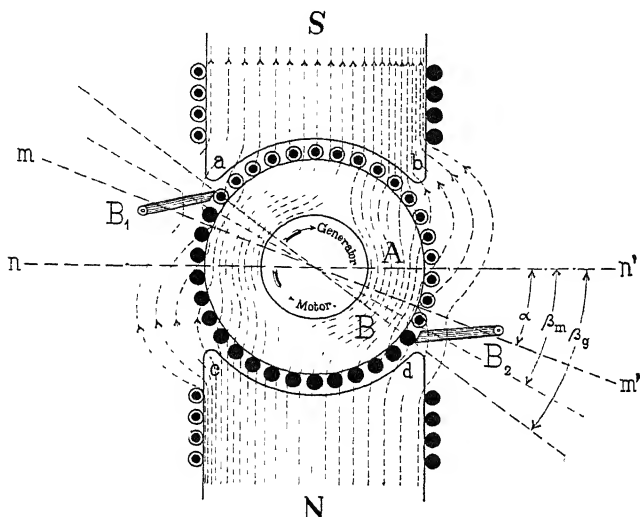


Fig. 195. Bürstenverstellung eines Generators und eines Motors.

Bei einem Motor treten die Spulen von der Seite  $B$  auf die Seite  $A$  über. Der Strom muss jetzt von der Richtung  $B$  in die Richtung  $A$  kommutirt werden, da sich aber die Drehrichtung ebenfalls umgekehrt hat, so ist die auf der Seite  $B$  inducirte EMK dem Strome entgegengerichtet, und die Bürsten müssen daher ebenfalls auf der Seite  $B$  liegen, d. h. bei einem Motor sind die Bürsten in entgegengesetztem Sinne zur Drehrichtung aus der neutralen Zone zu verstellen.

Aus Gründen, die im Kapitel XVI, Seite 317 erörtert sind, ist die Bürstenverstellung  $\beta_m$  eines Motors für funkenfreien Gang kleiner als diejenige eines gleichen Generators, es ist daher bei einem Motor leichter, für alle Belastungen feststehende Bürsten zu erhalten.

## 68. Die entmagnetisirende und quermagnetisirende Wirkung des Ankers.

Wird die Armaturwicklung vom Strome durchflossen, so hat man auf dem Ankerumfang eine gleichmässig vertheilte magnetomotorische Kraft, die bei den Bürsten ihre Richtung ändert.

Die magnetisierende Wirkung des Ankerstromes lässt sich in zwei Komponenten zerlegen. Wählen wir z. B. einen Trommelanker mit 34 Stäben, so können wir uns diese Stäbe, ohne die magnetisierende Wirkung des still stehend gedachten Ankers zu ändern, in der in Fig. 196 gezeichneten Weise verbunden denken. Es entstehen so zwei Strombänder,  $opqr$  und  $abcd$ , deren Breite durch

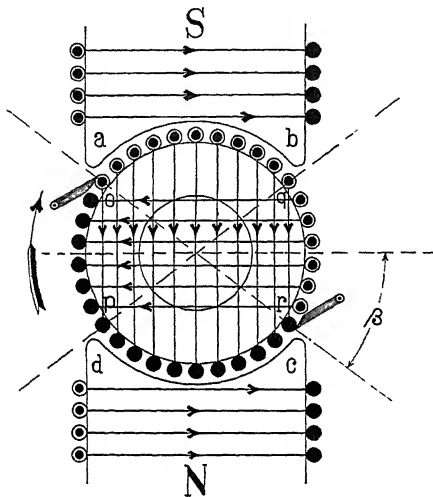


Fig. 196. Quermagnetisierende und entmagnetisierende Windungen des Ankers.

die Bürstenlage bestimmt wird. Das Band  $opqr$  liegt senkrecht zur Richtung  $NS$ ; dasselbe wirkt auf das Erregerfeld direkt entmagnetisierend, wie aus den betreffenden Stromrichtungen sofort ersichtlich ist.

Aber ebenso wie der ganze von den Erregerampèrewindungen erzeugte Kraftfluss nicht durch den Anker geht, so geht auch nicht der ganze Kraftfluss, der von den entmagnetisierenden Ampèrewindungen des Ankers erzeugt wird, durch die Windungen der Feldmagnete. Aus diesem Grunde ist es nöthig, um den entmagnetisierenden Einfluss des Strombandes  $opqr$  zu kompensieren, eine grössere Anzahl Ampèrewindungen auf die Feldmagnete anzubringen als die Ampèrewindungen, die in dem Strombande vorhanden sind.

Das Stromband  $abcd$  liegt in der Richtung  $NS$ ; dasselbe wirkt daher quermagnetisierend. In der Fig. 196 erhalten wir 6 entmagnetisierende und 11 quermagnetisierende Windungen, die ersteren schwächen das magnetische Feld und die letzteren bewirken die früher besprochene Verdrehung der neutralen Zone.

## 69. Die Form des Armaturfeldes.

Wir gehen nun dazu über, bei mehrpoligen Maschinen (was natürlich auch für zweipolige Maschinen Gültigkeit hat) das vom Armaturstrom erzeugte totale Feld zu ermitteln und den schwächenden Einfluss desselben auf das von den Feldmagneten erzeugte Feld zu studieren.

Um die in der Armaturwicklung inducirte EMK bestimmen zu können, ist es nämlich nöthig, den Kraftfluss zu kennen, der eine Spule in dem Momente durchsetzt, in welchem dieselbe sich im Kurzschluss befindet.

Da, wo der Armaturoberfläche die Pole gegenüberstehen, erzeugen die Ankerampèrewindungen ein starkes magnetisches Feld. In Fig. 197 denkt man sich die Armaturwicklung durch eine gleichmässig vertheilte Kupferschicht ersetzt, die dasselbe totale Stromvolumen wie die ursprüngliche Armaturwicklung besitzt, und ferner nimmt man an, dass der Armaturoberfläche eine volle Eisenfläche gegenübergestellt sei.

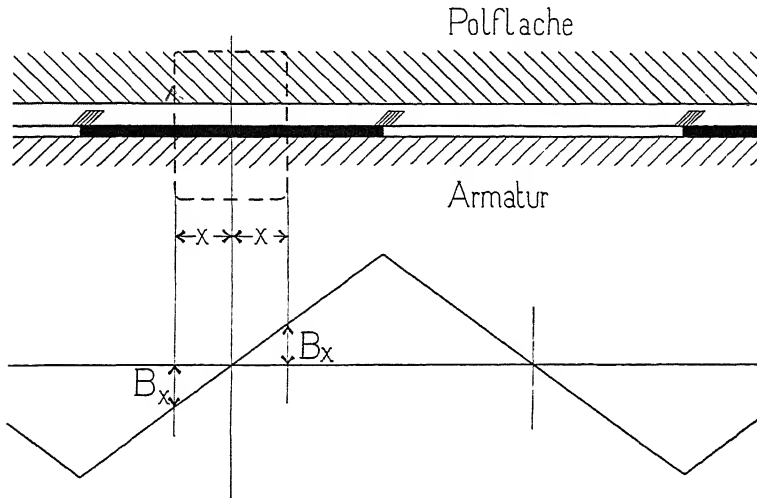


Fig. 197. Das Ankerfeld.

Vernachlässigt man die Widerstände im Eisen, so erhält man, wenn  $B_x$  die Feldintensität in der Entfernung  $x$  von der Polmitte bezeichnet

$$1,6 B_x \cdot \delta = 2x \cdot AS,$$

wo  $AS$  die Stromstärke, die in einem 1 cm breiten Streifen der Kupferschicht fließt.  $AS$  ist das Stromvolumen pro cm Umfang der Armatur und kann als die lineare Belastung derselben bezeichnet werden.

Also ist  $B_x = x \cdot \text{Konstante}$ ,

d. h. eine über die Armaturoberfläche gleichmässig vertheilte Stromschicht erzeugt in dem Luftzwischenraum zwischen der Armaturoberfläche und einer zu dieser äquidistanten Eisenfläche eine dreieckförmige Feldkurve.



Nun hat man aber gewöhnlich keine kontinuierliche Eisenfläche, sondern Polschuhe, die durch die Pollücken von einander getrennt sind; deswegen wird das Armaturfeld nur an den Stellen, wo sich die Polschuhe befinden, den geradlinigen Verlauf beibehalten. Sind die Polspitzen oder die Zähne der Armatur stark gesättigt, so wird, wie wir später sehen werden, der Verlauf auch an diesen Stellen nicht mehr ganz geradlinig sein. Vorläufig wollen wir die magnetischen Widerstände des Eisens vernachlässigen.

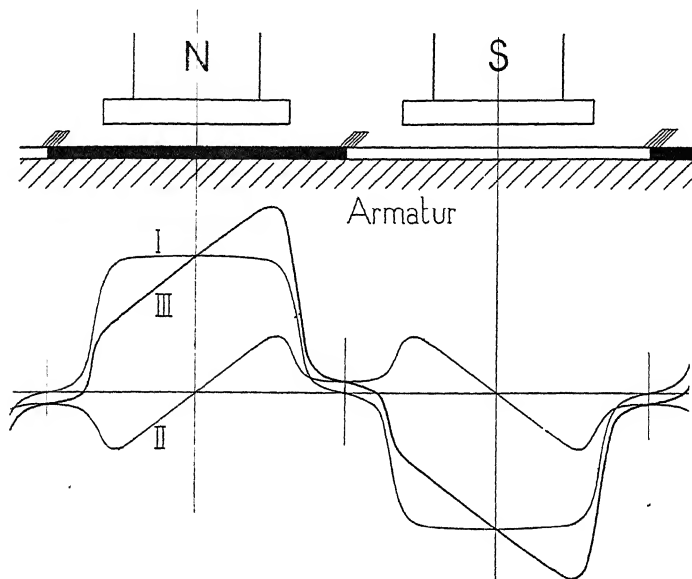


Fig. 198. Veränderung des Feldes durch die Ankerrückwirkung, wenn die Bürsten in der neutralen Zone stehen.

Man wird deshalb, je nach der Lage der Bürsten, die durch die Kurven II der Fig. 198 bis 201 dargestellten Armaturfelder erhalten. Diese Felder superponieren sich über das von den Erregerspulen erzeugte Feld (Kurve I) und man erhält bei Belastung die in denselben Figuren dargestellten resultierenden Feldkurven (Kurve III).

In der ersten Figur (198) stehen die Bürsten in der neutralen Zone; die Mittellinien der Pole sind Symmetrielinien für das Armaturfeld, woraus folgt, dass der Flächeninhalt der Kurve III zwischen den Bürstenlagen gleich dem der Kurve I sein muss. Dies ist aber nur so lange der Fall, als die magnetischen Widerstände des Eisens vernachlässigt werden können; denn ist die Feldkurve des Armaturfeldes aus dem Grunde unter den Polschuhen nicht geradlinig,

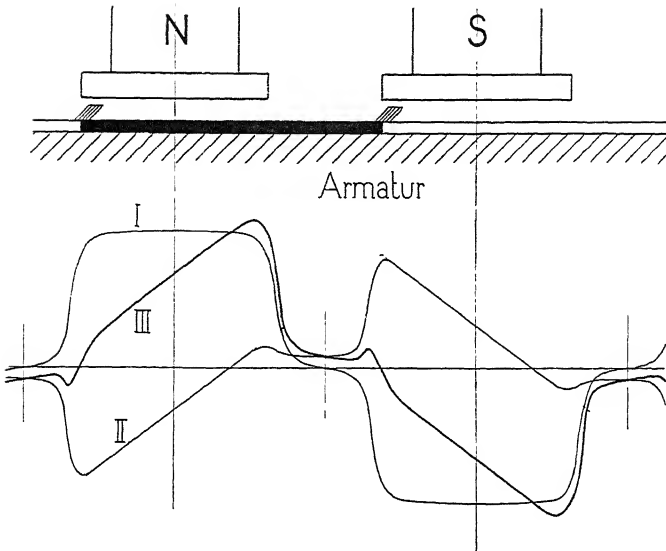


Fig. 199. Veränderung des Feldes durch die Ankerrückwirkung bei verschobener Bürste.

sondern konkav nach unten, so ist der Flächeninhalt der Kurve III kleiner als derjenige der Kurve I. Aus den übrigen Figuren (199

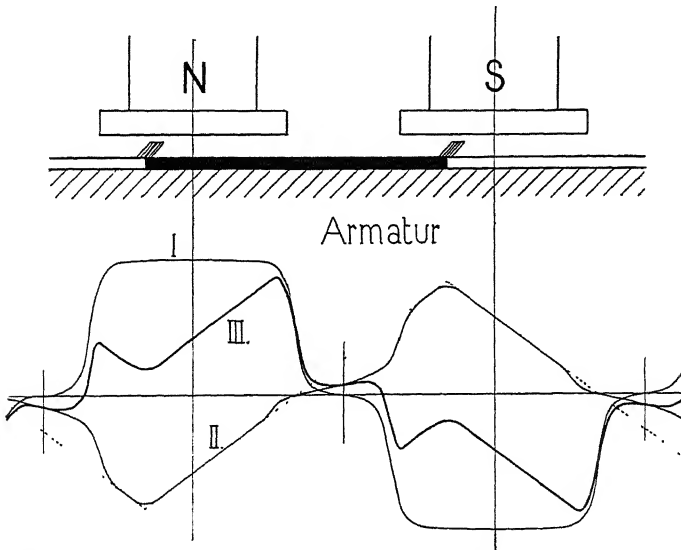


Fig. 200. Veränderung des Feldes durch die Ankerrückwirkung bei verschobener Bürste.

bis 201) geht hervor, dass je weiter die Bürsten unter die Pole hinein verschoben werden, desto kleiner der Flächeninhalt der Kurve III zwischen den Bürsten wird. Stehen die Bürsten unter der Mitte des Polschuhes, wie in Fig. 201, so sind alle Anker-

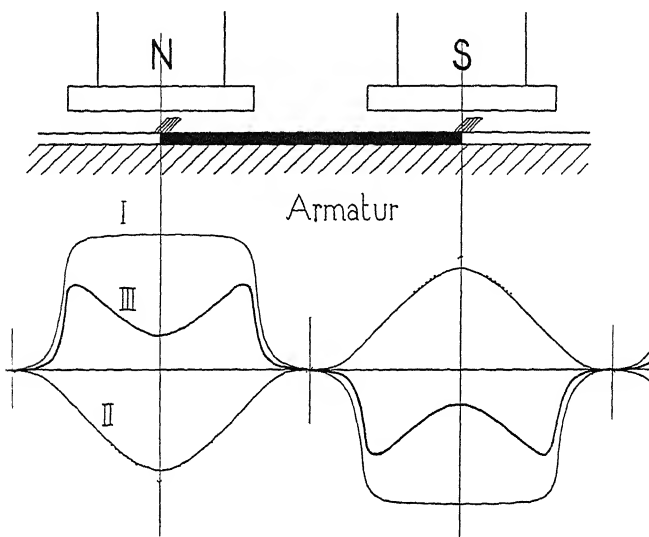


Fig. 201. Veränderung des Feldes durch die Ankerrückwirkung, wenn die Bürsten unter der Mitte der Pole stehen.

ampèrewindungen entmagnetisierend, aber wie es aus der Figur ersichtlich ist, erzeugen diese Ampèrewindungen einen kleineren Kraftfluss als dieselbe Anzahl Ampèrewindungen auf den Feldmagneten, weil die ersteren eine spitze Feldkurve liefern, während die Kurve I rechteckig ist.

Dass diese Deformationen des Erregerfeldes bei Belastung wirklich auftreten, zeigen deutlich folgende von Parshall und Hobart (Engineering, Band 66) experimentell ermittelten Feldkurven. Das Versuchsobjekt war eine vierpolige 17 KW (Kilowatt)-Maschine, und die Kurven sind bei Stillstand mittels einer gewöhnlichen Probespule und eines Weston-Voltmeters bestimmt. In Fig. 202 entspricht Kurve A der stromlosen Armatur, während die übrigen Kurven B, C, D und E bei den gleichnamig markierten Bürstenstellungen aufgenommen wurden. Bei allen Bürstenstellungen war die Ankerstromstärke dieselbe und zwar so gross, dass die Ankerampèrewindungen gleich 0,7 mal der Feldampèrewindungen waren.

Die Kurve B zeigt die grösste Verzerrung, weil die Bürsten hier in der Mitte zwischen den Polen stehen; der Flächeninhalt

dieser Kurve ist dagegen ungefähr gleich dem der Kurve *A*. Umgekehrt ist Kurve *E* weniger verzerrt, hat aber einen viel kleineren Flächeninhalt als *A* und entspricht somit einem viel kleineren Kraftfluss.

Die Verzerrung und die Schwächung des magnetischen Feldes kann experimentell durch zwei nahe bei einander stehende am

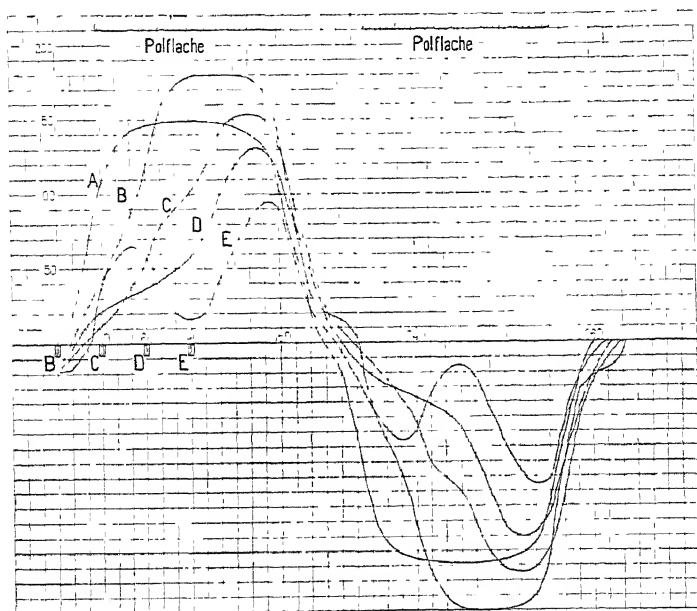


Fig. 202. Experimentell ermittelte Feldkurven bei verschiedenen Bürstenstellungen.

Kollektorumfange bewegliche Bürsten, deren Spannungsdifferenz in jeder Lage der Feldstärke proportional ist, oder mittels Probespulen, die zwischen Feld und Anker herein- und herausgeschoben werden, ermittelt werden. Ist die Wicklung mit Reihenparallelschaltung ausgeführt, so muss der Abstand der zwei beweglichen Bürsten gleich  $a$  Lamellenbreiten sein. Tragt man die Verstellung der Bürsten als Abscissen und die zugehörigen Spannungen als Ordinaten auf, so erhält man die Feldkurve (Poldiagramm).

In den Fig. 203 und 204 sind solche Feldkurven angezeichnet, welche an einer Gasdynamo von Gebr. Körting im elektrotechnischen Institute der technischen Hochschule Karlsruhe ermittelt

wurden. Die Maschine besitzt 8 Pole, 91 Kollektorlamellen und leistet bei 200 Touren pro Minute und 120 Volt im Maximum 65 Amp.

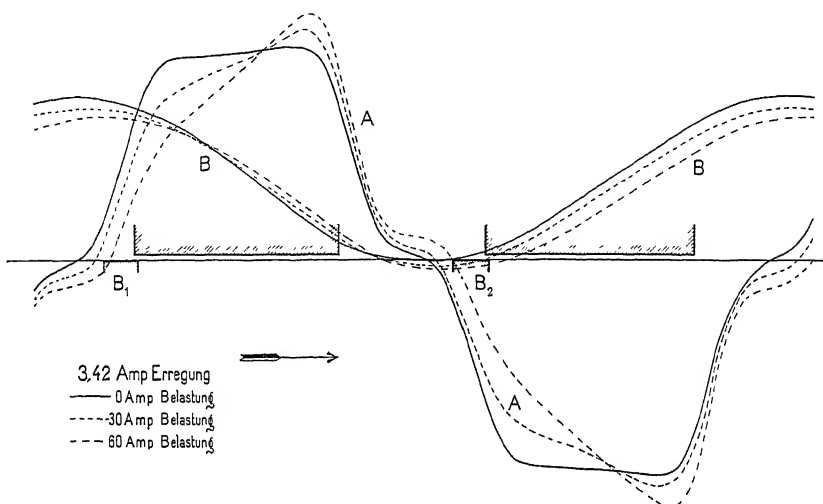


Fig. 203. Feld- und Potentialkurven für verschiedene Stromstärken im Anker bei konstanter Erregung.

Die Kurven der Fig. 203 entsprechen einer konstanten Erregung der Feldmagnete und konstanter Tourenzahl, aber veränderlicher

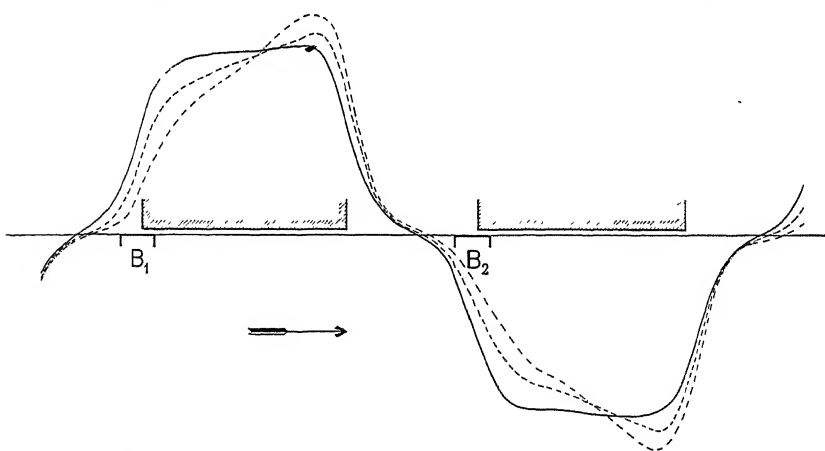


Fig. 204. Feldkurven für verschiedene Stromstärken im Anker und konstanter EMK.

Belastung. Die Bürsten wurden in der eingezeichneten Stellung von Leerlauf bis Vollast fest gehalten.

Die Kurven  $A$  zeigen, wie mit zunehmender Belastung das Feld immer mehr geschwächt und verschoben wird.

Die Ordinaten der Kurven  $B$  sind gleich der Summe der Spannungen zwischen einer feststehenden Bürste in der neutralen Zone und einer der beweglichen Bürsten; diese Kurve ist die sogenannte Potentialkurve des Kollektors. Die Ordinaten derselben haben einen kleineren Massstab als die Kurven  $A$ .

Um den Einfluss der Quermagnetisierung allein zu ermitteln, wurde für das Diagramm (Fig. 204) die EMK und die Tourenzahl der Armatur konstant gehalten, d. h. die Erregung wurde so eingestellt, dass die Klemmenspannung

$$E_k = 110 \text{ Volt} - J_a \Sigma R \text{ wird,}$$

wo  $J_a$  die Stromstärke der Maschine und  $\Sigma R$  den Ankerwiderstand und den Uebergangswiderstand an den Bürsten bedeutet.

Mit zunehmender Belastung verschiebt sich das Feld und die neutrale Zone immer mehr; die maximale Induktion im Anker, welche für die Berechnung der Polwechselarbeit massgebend ist, wird erhöht. Die Bürsten wurden bei allen Belastungen in derselben eingezeichneten Lage gelassen. Der Inhalt der Feldkurven zwischen den Bürsten ergab sich für die verschiedenen Belastungen zu den folgenden Werthen:

$$43,3 \text{ cm}^2 \text{ für } J=0, \quad E_a = E_k = 110 \text{ Volt, } i_n = 3,45 \text{ Amp.}$$

$$43,0 \text{ cm}^2 \text{ für } J=30 \text{ Amp., } E_a = 110 \text{ V., } E_k = 103,4 \text{ V., } i_n = 3,75 \text{ A.}$$

$$42,5 \text{ cm}^2 \text{ für } J=60 \text{ Amp., } E_a = 110 \text{ Volt, } E_k = 96,7 \text{ V., } i_n = 4,2 \text{ A.}$$

Um dieselbe inducirte EMK bei Belastung wie bei Leerlauf zu bekommen, müssen wir, wie aus dem vorhergehenden Versuch ersichtlich ist, die Erregerstromstärke der Feldspulen erhöhen.

Ist der Polbogen excentrisch, so dass für die Eintrittskante (beim Generator)  $\delta_1$  kleiner als  $\delta_2$  für die Austrittskante, so tritt bei Belastung keine grosse Deformation der Feldkurve auf; denn die Feldkurve bei Leerlauf, welche das Erregerfeld erzeugte, ist nach der entgegengesetzten Seite verzerrt als die Feldkurve, welche vom Armaturstrom herrührt. Deswegen kompensiren sich zum Theil diese zwei Feldverzerrungen, von denen die eine von der Excentricität des Polschuhs und die andere von dem Armaturfelde herrührt.

Die Feldkurve unter dem Polschuhe bei Leerlauf ist bei Vernachlässigung der Zahnsättigungen ein Theil einer gleichseitigen Hyperbel (Fig. 205); denn in diesem Falle ist

$$1,6 k_1 B_l \cdot \delta = AW_l$$

also

$$B_l \delta = \text{konstant.}$$

Zuerst betrachten wir nun die Wirkung, die derjenige Theil der Stromschicht der Armatur ausübt, der unter dem Polschuhe

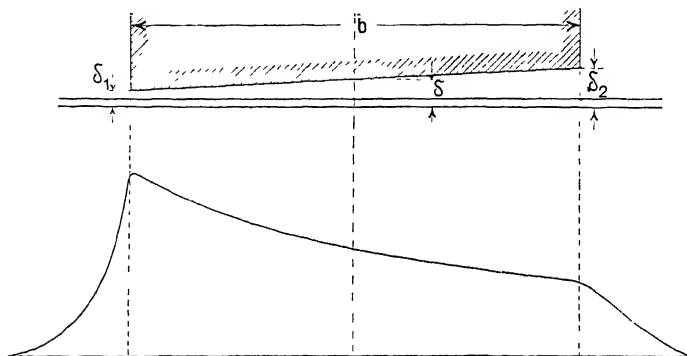


Fig. 205.

liegt (Fig. 206). Diese Stromschicht wird, wenn die Eisenwiderstände vernachlässigt werden, die in derselben Figur dargestellte

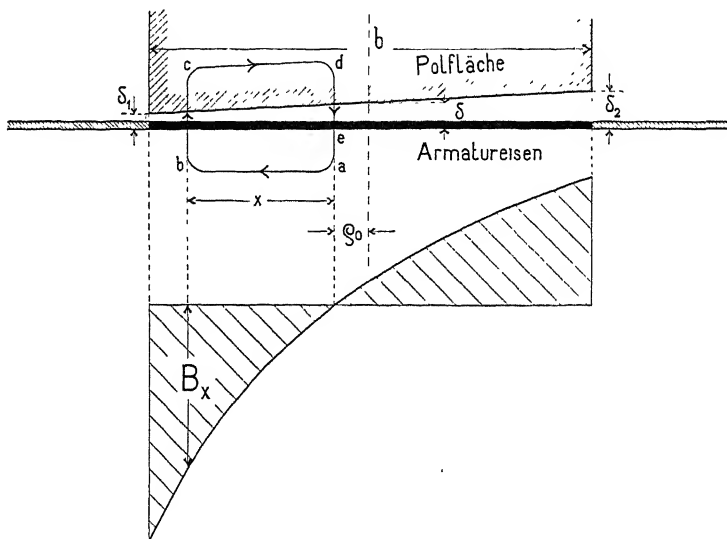


Fig. 206. Armaturfeld unter einem excentrischen Polschuh.

Feldvertheilung ergeben. Die Kurve des Armaturfeldes kann leicht berechnet werden, wenn man die neutrale Zone  $d—e$  des Armatur-

feldes kennt; denn dann erstreckt man das Integral  $\int H dl$  über ähnliche Kurven wie die durch den Linienzug  $abcdea$  dargestellte, die alle durch  $dea$  gehen und erhält

$$B_x = \frac{AS \cdot x}{0,8 \delta_x}.$$

In dieser Weise ist die in Figur 206 angegebene Kurve auch berechnet. Die Richtigkeit der Kurve kann dadurch kontrolliert werden, dass man prüft, ob der Kraftfluss, der in den Anker eintritt, gleich demjenigen ist, der austritt, d. h. ob die Planimetrierung der schraffierten Flächen Null ergibt. Zur Bestimmung der Lage der neutralen Zone des Armaturfeldes für die unerregte Maschine kann folgende Formel dienen

$$\varrho_0 = \frac{1}{2} b \left\{ \frac{\delta}{\delta_2 - \delta_1} - \frac{\delta_1 \delta_2}{(\delta_2 - \delta_1)^2} \ln \left( \frac{\delta_2}{\delta_1} \right) \right\} \quad . \quad . \quad (49)$$

welche die Entfernung der neutralen Zone des Ankerfeldes von der Mitte des Polschuhes angiebt. Die neutrale Zone liegt natürlich auf der Seite der Mittellinie, auf welcher der kleinere Luftzwischenraum  $\delta_1$  vorhanden ist.

Ausser diesem Felde erzeugt das Stromband unter dem Polschuh auch die seitlichen Streufelder, die ungefähr gleich stark sind. — Die Strombänder ausserhalb des Polschuhes erzeugen auch Felder, die sich über das erste Feld superponieren.

Sind die Eisenwiderstände in den Ankerzähnen und in den Polschuhen nicht zu vernachlässigen, so wird die neutrale Zone sich etwas nach der Seite des grösseren Luftzwischenraumes hin verschieben; diese Verschiebung ist minimal. Ferner muss dann auch die Variation des Koeffizienten  $k_1$  (s. Gl. 34, S. 210) mit dem ungleichen  $\delta$  berücksichtigt werden, was angenähert geschehen kann durch Einführung von  $\delta k_1$ ,  $\delta_1 k_1^I$  und  $\delta_2 k_1^{II}$  in die Formel für  $\varrho_0$ .

Günstig ist es,  $\delta_2 - \delta_1$  so gross zu wählen, dass bei halber Belastung das Feld im Luftzwischenraume fast konstant wird; denn dann wird das Feld bei Leerlauf wie bei Vollast ungefähr gleichviel verzerrt. Ist dies der Fall, so haben wir unter dem ganzen Pol in allen Zähnen dieselbe magnetische Sättigung, so dass die Differenz der resultierenden Ampèrewindungen des Luftspaltes unter den zwei Ecken gleich

$$0,8 (\delta_2 k_1^{II} - \delta_1 k_1^I) B_l$$

sein muss. Diese Differenz kann nur wegen der Armatur-Ampèrewindungen zu Stande kommen. Daraus folgt, dass



$$b \cdot \frac{AS}{2} = 0,8 (\delta_2 k_1^{II} - \delta_1 k_1^I) B_l$$

oder

$$\delta_2 k_1^{II} - \delta_1 k_1^I = \frac{b \cdot AS}{1,6 B_l}$$

sein soll, wo  $b$  gleich der Entfernung der beiden Punkte der Pole, die den Lufträumen  $\delta_2$  und  $\delta_1$  entsprechen.

## 70. Die entmagnetisierenden Ampèrewindungen des Ankers.

Betrachten wir die vierpolige Maschine Figur 207 und bezeichnet  $2b_e$  in cm den Bogen  $AB$  des Ankers zwischen dem

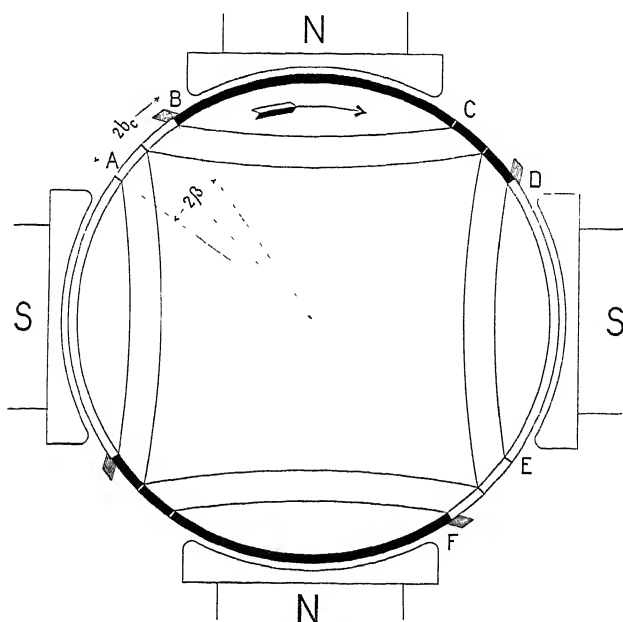


Fig. 207. Entmagnetisierende und quermagnetisierende Windungen eines vierpoligen Ankers.

doppelten Bürstenverstellungswinkel  $2\beta$ , so sind die entmagnetisierenden Ampèrewindungen des Ankers pro magnetischen Stromkreis

$$AW_e = 2b_e \cdot AS = \frac{\beta}{360^\circ} \pi D \cdot AS.$$

wenn  $\beta$  so ausgedrückt wird, dass  $360^\circ$  eine doppelte Polteilung bedeutet. Die zur Kompensation der entmagnetisierenden Wirkung des Ankerstromes nötige Anzahl Feldampèrewindungen ist gewöhnlich

ein wenig grösser als  $AW_e$ ; denn der ganze von  $AW_e$  erzeugte Kraftfluss geht nicht durch die Feldmagnete, sondern er streut zum Theil zwischen den Magnetkernen. Eine Bestimmung des Winkels  $\beta$  ist umständlich, man geht deshalb, wie später gezeigt wird, am besten schätzungsweise vor.

## 71. Einfluss der quermagnetisierenden Ankerwindungen auf die Felderregung.

Unter den quermagnetisierenden Ankerampèrewindungen verstehen wir die Ankerwindungen  $(\tau - 2b_c)AS$ , die über dem Bogen  $BC$  der Figur 207 gleichmässig vertheilt sind. Wie wir gesehen haben, deformiren sie das Erregerfeld und verkleinern den Flächeninhalt der Feldkurve unter dem Polschuhe, wenn die Permeabilität des Eisens der Induktion nicht proportional ist. Dieser Fall tritt bei grossen Sättigungen der Zähne und der Polschuhe ein; denn dann wird wegen der Erhöhung der Induktion die Permeabilität auf der Austrittsseite des Poles kleiner als auf der Eintrittsseite, wo das Feld geschwächt wird; d. h. die gesammte magnetische Leitfähigkeit unter dem Pole nimmt ab, und die Felderregung muss erhöht werden, wenn der Kraftfluss  $\Phi$  konstant bleiben soll.

Der Einfluss der quermagnetischen Ankerwindungen auf den Kraftfluss des Raumes zwischen  $C$  und  $D$  ist hierdurch noch nicht berücksichtigt. Der Kraftfluss wird hier von den Ankerampèrewindungen  $2(\tau - 2b_c)AS$  verstärkt, wie aus Fig. 203 ersichtlich ist. Diese Erhöhung des Ankerfeldes in der Zone  $CD$  bewirkt eine Verschiebung der neutralen Zone mit der Belastung im Sinne der Bürstenverstellung. Diese Verschiebung kann so gross werden, dass das kommutirende Feld Null ist, so dass der totale Kraftfluss pro Pol (siehe Fig. 42) nutzbar gemacht, d. h.  $\Phi = \Phi_a$  wird und aus dem Grunde die Erhöhung der Feldampèrewindungen von Leerlauf bis Volllauf etwas verkleinert wird. Diese relative Erhöhung des nutzbaren Kraftflusses durch die Quermagnetisirung wird aber dadurch wieder verkleinert, dass die Erregung bei Belastung erhöht und dadurch die neutrale Zone wieder zurückgeschoben wird, wie ein Vergleich der Figuren 203 und 204 deutlich zeigt.

Wir wollen nun den Einfluss der quermagnetisierenden Ankerwindungen auf den Kraftfluss des Raumes zwischen  $B$  und  $C$  betrachten und alsdann den Einfluss derselben auf die Feldstärke im Raume  $CD$  berechnen. Die letztere Feldstärke spielt eine sehr wichtige Rolle bei der Kommutation.

Um den Einfluss der Quermagnetisirung auf den Kraftfluss im Raume  $BC$  angenähert zu bestimmen, verfahren wir wie folgt:

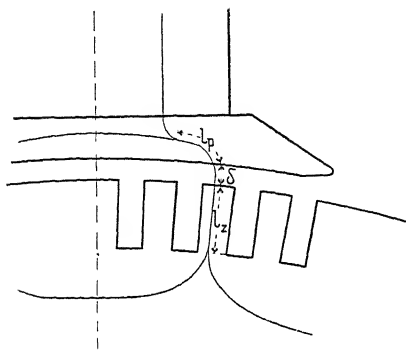


Fig. 208. Mittlerer Kraftlinienweg des quermagnetisirenden Ankerflusses.

Wir berechnen die Magnetisirungskurve für die Strecke  $l_p + \delta + l_s$  des magnetischen Stromkreises, welche dem Hauptkraftfluss und dem quermagnetisirenden Fluss gemeinschaftlich ist (Fig. 208).  $l_p$  ist ein Mittelwerth, und der magnetische Widerstand quer durch den Pol und im Ankerkern wird als klein vernachlässigt. Diese Magnetisirungskurve, die auch

Uebertrittscharakteristik genannt werden kann, wird berechnet, indem man für verschiedene Werthe der Luftinduktion  $B_i$  (oder  $\Phi_a$ ) die entsprechenden Werthe  $B_p$ ,  $B_z$  ermittelt und nach den früher angegebenen Regeln

$$\frac{1}{2} (AW_p + AW_i + AW_z) \text{ berechnet.}$$

In Fig. 209 ist die so erhaltene Magnetisirungskurve dargestellt, die nicht stark von der Leerlaufcharakteristik abweichen wird, nur ist dabei zu beachten, dass man bloss  $\frac{1}{2} AW_{k_0}$  als Abscisse aufzutragen hat. Wenn es nicht auf grosse Genauigkeit ankommt, kann man deswegen auch die letztere benutzen statt die Uebertrittscharakteristik besonders zu berechnen.

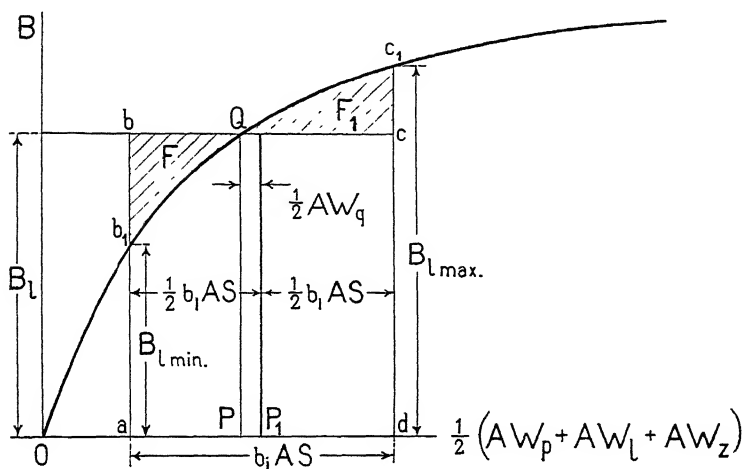
Wir tragen nun zuerst den aus der Formel

$$B_i = \frac{\Phi_a}{b_i \cdot l_i}$$

berechneten Werth für  $B_i$  auf, wo  $\Phi_a$  der inducirten EMK  $E_a$  bei Belastung entspricht. Die zugehörige Ampèrewindungszahl ist gleich  $OP$ .

Bei der Belastung des Ankers wirken nun die unter einem Pol liegenden Ankerampèrewindungen  $b_i \cdot AS$  quermagnetisirend, die sich bei gleichem Luftspalt  $\delta$  auf die Polkanten derart vertheilen, dass auf jede  $\frac{1}{2} \cdot b_i \cdot AS$  wirkt. An der Austrittskante (bei einem Generator) wirken daher die Ampèrewindungen  $OP + \frac{1}{2} b_i \cdot AS$

und an der Eintrittskante die Ampèrewindungen  $OP - \frac{1}{2} \cdot b_i \cdot AS$ . — Würde man nun in Fig. 209 von  $P$  aus die Ampèrewindungszahl  $\frac{1}{2} b_i \cdot AS$  nach links und rechts abtragen, so würden die Ordinaten der Abscissenwerthe  $OP \pm \frac{1}{2} b_i \cdot AS$  und  $OP - \frac{1}{2} b_i \cdot AS$  die Luftinduktion unter der bezüglichen Polecke bei unveränderter Erregung darstellen.

Fig. 209. Bestimmung von  $AW_q$ .

Die Kurve  $b_1 c_1$  giebt uns somit ein Bild für die Vertheilung des Kraftflusses unter dem Pole. Die Fläche des Rechtecks  $abcd$  ist proportional  $b_i B_l$ , sie ist daher ein Maass für den Kraftfluss pro Pol

$$\Phi_a = l_i \cdot b_i B_l.$$

Soll dieser Kraftfluss durch die Quermagnetisirung nicht verändert werden, so müssen die Flächen  $ab_1 c_1 d$  und  $abcd$  einander gleich oder  $b_1 b Q = Q c_1 c$  sein.

Man nimmt daher die Länge  $b_i AS = bc$  in den Zirkel und trägt dieselbe so an, dass die Flächen  $b_1 b Q$  und  $Q c_1 c$  einander gleich werden. Der Halbierungspunkt von  $bc$  liefert uns dann den Punkt  $P_1$ , und es ist

$$AW_q = 2 \cdot \overline{PP_1}$$

die erforderliche Erhöhung der Erregung pro magnetischen Stromkreis, damit  $\Phi_a$  konstant bleibt.

Unter der Eintrittskante erhalten wir jetzt die geschwächte Luftinduktion  $B_{l \min}$  und unter der Austrittskante die max. Luftinduktion  $B_{l \max}$ . Bei der Verwendung der Leerlaufcharakteristik, die ein wenig tiefer liegt als die Uebertrittcharakteristik, erhält man etwas grössere Werthe für  $AW_q$ ; andererseits giebt aber die Uebertrittcharakteristik etwas zu kleine Werthe, weil für  $l_p$  und  $B_p$  Mittelwerthe eingesetzt sind. Bei modernen Maschinen, wo die Polspitzen stark gesättigt sind, wird die Feldkurve unter dem Polschuhe mehr gekrümmt sein als die Strecke  $b_1 c_1$  der Uebertrittcharakteristik und auch oft in der Nähe von  $c_1$  flacher verlaufen als die Leerlaufcharakteristik bei derselben Ampèrewindungszahl. Man wird deswegen keinen grossen Fehler begehen, wenn man bei der Berechnung von  $AW_q$  die Erhöhung des Kraftflusses im Raume  $CD$  (Fig. 207) vernachlässigt und die Leerlaufcharakteristik zur Bestimmung von  $AW_q$  verwendet. Ebenso werden die aus der Leerlaufcharakteristik für  $B_{l \min}$  und  $B_{l \max}$  ermittelten Werthe ganz brauchbar sein, wenn nicht besondere Polkonstruktionen angewandt werden.

## 72. Einfluss der Anker-Ampèrewindungen auf die Feldstärke in der Kommutierungszone.

In der Zone  $CD$  (Fig. 207) wird ausser dem von der Feldmagnetwicklung erzeugten Kraftfluss noch ein Kraftfluss, der theils von den Ampèrewindungen des Strombandes  $BD$  und theils von denen des Bandes  $DF$  erzeugt wird. Die Ampèrewindungen, die diesen Kraftfluss erzeugen, sind leicht zu ermitteln; dagegen sind die Widerstände für den magnetischen Kreis dieses Querflusses nicht immer leicht zu berechnen. Wir werden deswegen in den folgenden fünf Beispielen die Stärke des Armaturfeldes in der Kommutierungszone bei den wichtigsten Polschuhtypen bestimmen.

I. Als erstes Beispiel kann eine gewöhnliche Polschuhtype (Fig. 210) dienen. Später werden wir sehen, dass es nur von Interesse ist, die Aenderung der Feldstärke von Leerlauf bis Vollast zu kennen. Diese bezeichnen wir mit  $2B_q$ , weil sie hauptsächlich von einem Querfluss herrührt. Statt  $2B_q$  zu bestimmen, kann man ebensogut die von dieser Feldstärke in den Windungen einer Ankerspule inducirte EMK  $2e_q$  berechnen.

$$2e_q = u \cdot w \cdot l_i \cdot v \cdot 2B_q \cdot 10^{-8} \text{ Volt für } v \text{ in cm/sec.}$$

$$= \frac{N}{K} l_i \cdot v \cdot 2B_q \cdot 10^{-6} \text{ Volt für } v \text{ in m/sec.}$$

$2e_q$  ist die Aenderung der in einer Ankerspule in der Kommutierungszone inducirten EMK, wenn die Maschine von Leerlauf bis Volllast belastet wird.

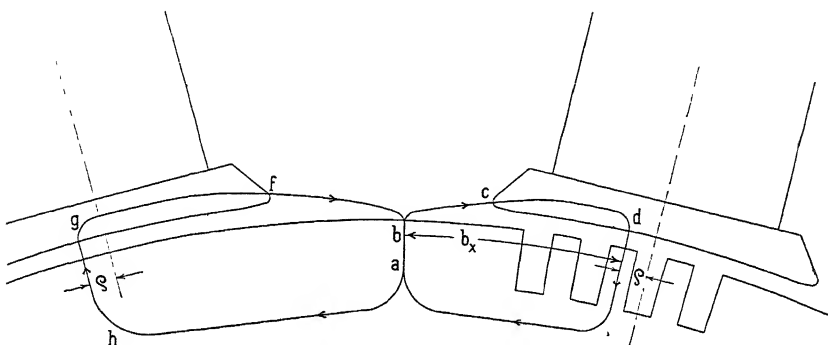


Fig. 210. Integrationsweg zur Bestimmung von  $\lambda_q$ .

Legen wir den Integrationsweg für  $\int Hdl$  nach der geschlossenen Kurve  $abcdea$  (Fig. 210), so wird man bei Leerlauf den Werth Null bekommen, woraus folgt, dass  $\int_a^d Hdl$  über  $b$  und  $c$  gleich  $\int_a^d Hdl$  über  $e$  ist.

Bei Belastung ist das Integral gleich

$$\int Hdl = 1,25 b_x \cdot AS.$$

Wir wählen nun die Lage der Strecke  $\overline{de}$  so, dass hier bei Belastung derselbe magnetische Zustand vorhanden ist wie bei Leerlauf, d. h. dass das zusätzliche Feld, welches hinzukommt, wenn man von Leerlauf bis Volllast geht, bei  $\overline{de}$  gleich Null ist. Hieraus folgt also, dass

$$1,25 \cdot b_x \cdot AS = \int Hdl = \int_{Leerl} H dl + \int_e^b H_{q1} dl + \int_b^d H_{q1} dl \approx \int_b^d H_{q1} dl$$

denn das Integral  $\int_{Leerl} H dl$  ist Null und unter  $H_{q1}$  verstehen wir die Aenderung der magnetischen Kraft von Leerlauf bis Volllast,

so dass  $\int_e^b H_{q1} dl$  sehr klein ist. In gleicher Weise können wir das Integral längs der Kurve  $abfgha$  ermitteln und finden hier

$$1,25 (\tau - b_x) AS = \int_b^g H_{q2} dl.$$

Um nun  $B_q$  in der Kommutierungszone zu bestimmen, sind zwei Aufgaben zu lösen, nämlich: erstens muss die Lage von  $de$  d. h. die Grösse von  $b_x$  und zweitens die magnetische Leitfähigkeit einer Krafröhre von  $b$  über  $c$  bis  $d$  und von  $b$  über  $f$  bis  $g$  ermittelt werden; denn auf diesen Strecken liegen die Krafröhren des Querflusses.

Bei den gewöhnlichen Polschuhen liegt die Stelle  $de$  fast unter der Mitte des Polschuhes (siehe Fig. 204). Ferner braucht wegen der geringen Sättigung der Polspitzen  $\int H_q \cdot dl$  nur über die Strecke  $bc$  resp.  $bf$  erstreckt zu werden und man wird keinen grossen Fehler begehen, wenn man annimmt, dass die Krafröhren des Querflusses auf den Strecken  $\overline{bc}$  und  $\overline{bf}$  einen konstanten Querschnitt besitzen; dann ist an der Stelle  $b$ , wo der Strom kommutiert wird

$$B_{q1} = H_{q1} = \frac{b_x \cdot AS}{0,8 \cdot \overline{bc}} = \frac{\left(\frac{\tau}{2} - b_c - \varrho\right) AS}{0,8 \cdot \overline{bc}}$$

$$\text{und } B_{q2} = H_{q2} = \frac{(\tau - b_x) \cdot AS}{0,8 \cdot \overline{bf}} = \frac{\left(\frac{\tau}{2} + b_c + \varrho\right) AS}{0,8 \cdot \overline{bf}}$$

und durch Addition

$$2B_q = B_{q1} + B_{q2} = 1,25 AS \left[ \frac{\frac{\tau}{2} - b_c - \varrho}{\overline{bc}} + \frac{\frac{\tau}{2} + b_c + \varrho}{\overline{bf}} \right]$$

also

$$2e_q = \frac{N}{K} \cdot l_i \cdot v \cdot AS \cdot 1,25 \left[ \frac{\frac{\tau}{2} - b_c - \varrho}{\overline{bc}} + \frac{\frac{\tau}{2} + b_c + \varrho}{\overline{bf}} \right] 10^{-6} \text{ Volt.}$$

oder

$$2e_q = 2 \cdot \frac{N}{K} \cdot l_i \cdot v \cdot AS \cdot \lambda_q 10^{-6} \text{ Volt.} \quad (49)$$

$$\text{wo} \quad \lambda_q = 0,625 \left[ \frac{\frac{\tau}{2} - b_c - \varrho}{\overline{bc}} + \frac{\frac{\tau}{2} + b_c + \varrho}{\overline{bf}} \right] \quad (50)$$

eine von den Polschuhen und von der Lage der Kommutierungszone  $b$  relativ zu diesen abhängige Konstante bedeutet; dieselbe hat die Dimension einer Zahl und kann als eine spezifische Leitfähigkeit für den Querfluss längs des Armaturumfanges aufgefasst werden.

Im allgemeinen ist  $q$  bei diesen Polschuhen fast gleich Null und wird deshalb in den folgenden Beispielen (Fig. 211 und 212), gleich Null gesetzt.

Für die Polkonstruktion Fig. 210 ist  $\lambda_q$  als Funktion des Ankerumfanges in der Nähe der neutralen Zone in Fig. 211 dargestellt und zwar für die drei Fälle  $\frac{b}{\tau} = a = 0,55, 0,65$  und  $0,75$ . Man denkt sich dabei, dass der Punkt  $b$  auf dem Ankerumfange wandert und berechnet für einzelne Lagen desselben, z. B. nach je 1 cm Ver-

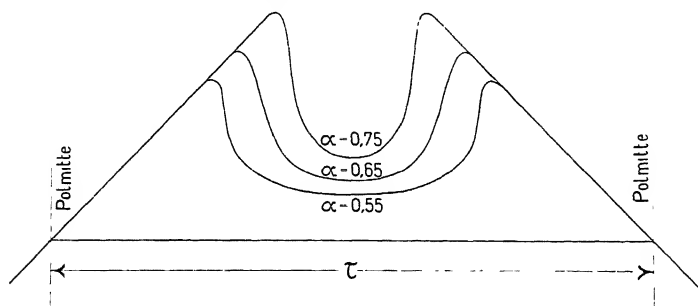


Fig. 211.  $\lambda_q$ -Kurven für verschiedene Werthe von  $a$  bei konstantem Luftzwischenraum.

schiebung den Werth  $\lambda_q$ . — Aus den drei Kurven, Fig. 211, ist deutlich zu erkennen, dass  $\lambda_q$  in der Mitte zwischen den Polschuhen um so kleiner ist, je kleiner  $a$  gewählt wird.

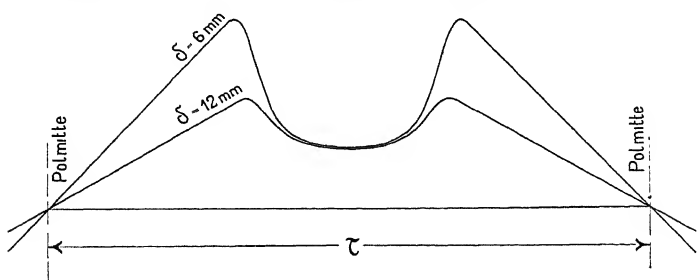


Fig. 212.  $\lambda_q$ -Kurven für die zwei Luftzwischenräume  $\delta = 6$  mm und  $\delta = 12$  mm bei konstantem Werth  $a$

Um den Einfluss der Grösse des Luftzwischenraumes auf  $\lambda_q$  zu zeigen, ist für dieselbe Polkonstruktion ( $a = 0,65$ ) wie oben aber mit dem doppelten Luftzwischenraum  $\delta$  die  $\lambda_q$ -Kurve berechnet und in Fig. 212 dargestellt. In der Mitte zwischen den Polschuhen ist  $\lambda_q$  fast unabhängig von der Grösse des Luftzwischenraumes, was auch Versuche bestätigen; dagegen ist unter den Polschuhen  $\lambda_q$  fast umgekehrt proportional mit  $\delta$ , wenn alle anderen Verhältnisse



gleich gehalten werden. In den folgenden Beispielen ist es zur Beurtheilung der Polschuhkonstruktion nur nöthig  $\lambda_q$  zu berechnen, weshalb wir uns auf die Berechnung dieser Grösse beschränken.

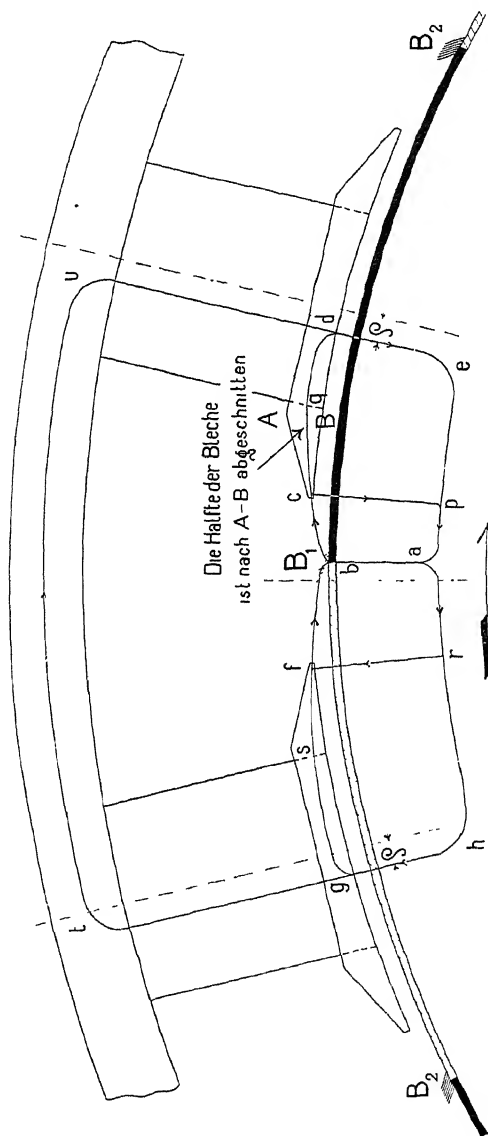


Fig. 213. Integrationsweg zur Bestimmung von  $\lambda_q$  und  $\Delta W_z$ .

II. Als zweites Beispiel behandeln wir eine gewöhnliche Polkonstruktion mit excentrisch abgedrehtem Polbogen. Für eine solche sei die neutrale Zone des Zusatzfeldes um die

Strecke  $q$  von der Mitte des Polschuhes nach der Eintrittskante hin verschoben. Also ist auch hier

$$\lambda_q = 0,625 \left[ \frac{\frac{\tau}{2} - b_c - q}{\overline{bc}} + \frac{\frac{\tau}{2} + b_c + q}{\overline{bf}} \right]$$

$q$  kann angenähert gleich  $q_0$  (Seite 251) gesetzt werden;  $b_c + q$  ist in diesem Falle jedoch kleiner als im ersten Beispiel.

III. Es sei als drittes Beispiel eine gewöhnliche Polkonstruktion vorhanden mit stark gesättigten Polspitzen. Hier liegt die neutrale Zone des Zusatzfeldes auch annähernd unter der Mitte des Polschuhes;

aber das Integral  $\int H_q dl$  muss über eine weitere Strecke als  $bc$  erstreckt werden, weil der magnetische Widerstand der Polspitzen nicht zu vernachlässigen ist. Wir berechnen deswegen zuerst die Magnetisierungskurve der Strecke  $pcq$  (Fig. 213). Ist der Luftzwischenraum  $\delta$  unter dem Polschuh überall konstant, so erhält man dieselbe Magnetisierungskurve für die Polspitze auf der Eintrittsseite wie für die Polspitze auf der Austrittsseite (Fig. 214).

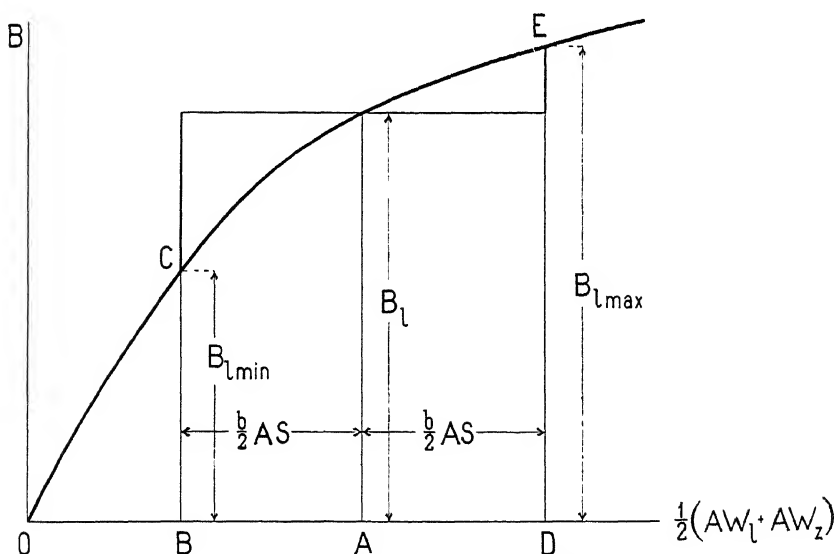


Fig. 214. Bestimmung von  $B_{lmin}$  und  $B_{lmax}$ .

Hat man bei Leerlauf die Ampèrewindungen  $\frac{1}{2}(AW_1 + AW_2) = OA$ , so trägt man zu beiden Seiten von A,  $\frac{b}{2}AS$  ab und zieht die

Ordinaten  $BC$  und  $DE$  (Fig. 214).  $BC$  ist gleich  $B_{l \min}$  und  $DE$  gleich  $B_{l \max}$ . Hier erstrecken wir das Integral

$$\int H dl = \int (H_{\text{Leer.}} + H_q) dl = \int H_q dl$$

über die Kurven  $abcpa$  und  $abfra$  (Fig. 213), wodurch sich ergibt wenn das innerhalb der Kurven liegende Stromvolumen gleich  $\overline{bc} \cdot AS$  bzw. gleich  $\overline{bf} \cdot AS$  gesetzt wird

$$0,8 B_{q1} \cdot \overline{bc} - 0,8 (B_l - B_{l \min}) \delta k_1 = \overline{bc} \cdot AS$$

$$\text{und } 0,8 B_{q2} \cdot \overline{bf} - 0,8 (B_{l \max} - B_l) \delta k_1 = \overline{bf} \cdot AS$$

$$\text{oder } B_{q1} = \left( \frac{B_l - B_{l \min}}{2 \overline{bc} \cdot AS} \delta k_1 + 0,625 \right) 2 AS$$

$$\text{und } B_{q2} = \left( \frac{B_{l \max} - B_l}{2 \overline{bf} \cdot AS} \delta k_1 + 0,625 \right) 2 AS$$

also

$$2 B_q = B_{q1} + B_{q2} = \left[ 1,25 + \frac{\delta k_1}{2 AS} \left( \frac{B_l - B_{l \min}}{\overline{bc}} + \frac{B_{l \max} - B_l}{\overline{bf}} \right) \right] 2 AS$$

$$\text{oder } \lambda_q = 1,25 + \frac{\delta k_1}{2 AS} \left( \frac{B_l - B_{l \min}}{\overline{bc}} + \frac{B_{l \max} - B_l}{\overline{bf}} \right). \quad (51)$$

Ist der Polbogen excentrisch abgedreht, so erhält man für die Eintrittsseite die Magnetisierungskurve  $H'$  und für die Austrittsseite die Kurve  $H$ , wie in Fig. 215 dargestellt; die Kurve  $H$  ist aus der Kurve  $H'$  leicht zu ermitteln, weil  $H$  nur dem grösseren Luftzwischenraum  $\delta_2$  entspricht. Bei Leerlauf hat man die Ampèrewindungen

$$\frac{1}{2} (AW_{t_0} + AW_{z_0}) = OA.$$

Es wird jetzt  $AB = \left( \frac{b}{2} - \varrho \right) AS$  und  $AD = \left( \frac{b}{2} + \varrho \right) AS$  abgetragen; die Punkte  $C$  und  $C'$  liegen auf der  $H'$ -Kurve, während die Punkte  $E$  und  $E'$  auf der  $H$ -Kurve liegen. Somit erhalten wir

$$\lambda_q = 1,25 + \frac{1}{2 AS} \left( \frac{AC' - BC}{\overline{bc}} \delta_1 k_1^I + \frac{DE - AE'}{\overline{bf}} \delta_2 k_1^{II} \right) \quad (52)$$

In diesem Falle kann  $\varrho$  negativ werden, d. h. die neutrale Zone des Zusatzfeldes kann infolge der grossen Sättigung der Polspitze nach der Eintrittsseite verschoben werden. Jedenfalls wird aber  $b_c + \varrho$  kleiner als bei concentrischem Pol.

Durch die Sättigung der Polspitzen und excentrische Abdrehung

der Polschuhe erreicht man ein kleineres  $\lambda_q$  als bei gewöhnlichen Polschuhen bei demselben Verhältniss  $a = \frac{b}{\tau}$ .

IV. Als ein viertes Beispiel werden wir die Polkonstruktion von Lundell und Johnson behandeln, welche in Figur 216

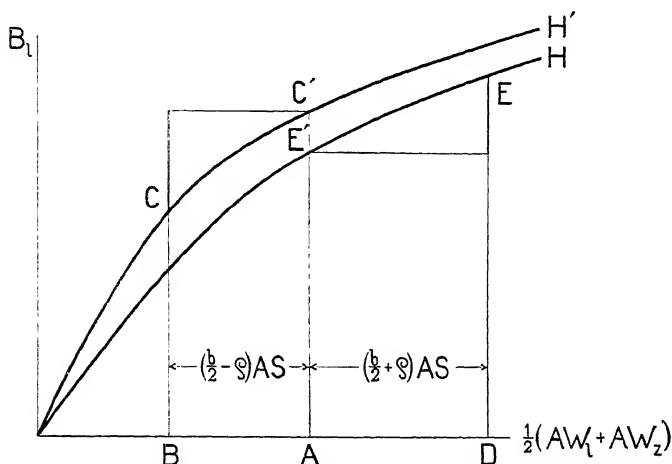


Fig. 215. Bestimmung von  $B_{l \max}$  und  $B_{l \min}$  bei einem excentrischen Polschuh.

dargestellt ist. Die Wirkung derselben geht nicht aus der Form derselben allein hervor, sondern sie erfüllt erst ihren Zweck,

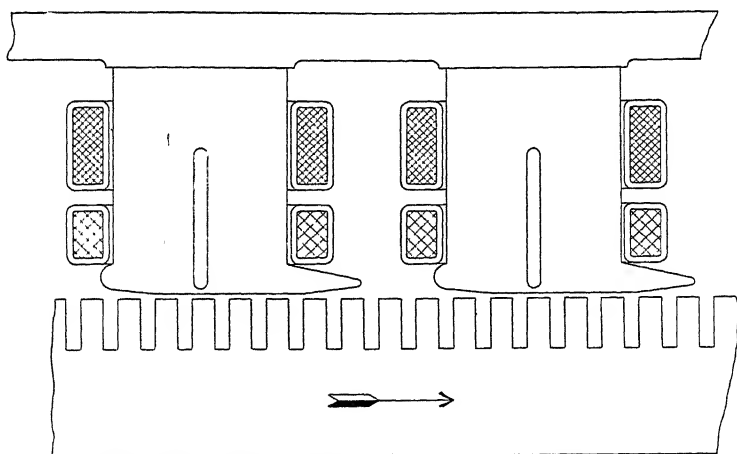


Fig. 216. Polkonstruktion von Johnson & Lundell.

wenn die Maschine mit einer zu der Nebenschlusswicklung verhältnissmässig kräftigen Compoundwicklung versehen wird. Bei

einer 50 Kilowatt-Maschine giebt die Firma z. B. an, dass die Ampèrewindungen des Nebenschlusses 3380 und die des Hauptschlusses 2600 pro Pol ausmachen. Die zwei Theile des Magnetkernes sind so dimensionirt, dass die Nebenschlussampèrewindungen allein in dem Theile des Poles mit Polspitze eine Induktion bis zur Sättigung von ca. 17000 erzeugen, während im Theile ohne Polspitze nur eine Induktion von ca. 10—11000 vorhanden ist; bei Leerlauf hat die Maschine die Feldkurve *I*, Fig. 217. Belastet man nun die Maschine, so kann eine Schwächung der Polecke an der Eintrittsseite nicht zu Stande kommen, weil hier die Compoundwicklung das Feld verstärkt und dem um den Luftschlitz herumströmenden Querfluss entgegenwirkt. Die Kuvre *II*, Fig. 217, stellt

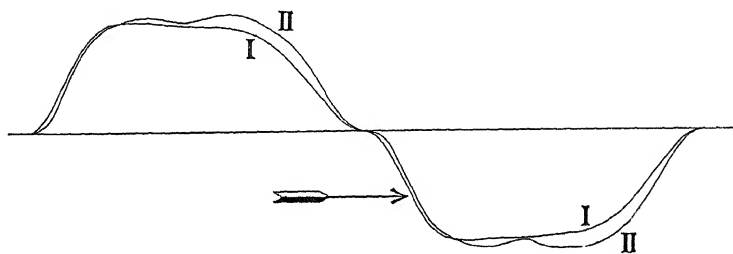


Fig. 217. Feldkurve bei Leerlauf und Vollast für richtigen Drehsinn der Armatur.

eine von der Firma aufgenommene Feldkurve bei Belastung dar. Läuft der Anker im entgegengesetzten Sinne, so erhält man natürlich viel stärkere Variationen in der Feldkurve von Leerlauf bis Vollast, wie die Kurven *I* und *II* der Figur 218 zeigen; diese sind auch von der Firma (Lundell und Johnson) angegeben worden.

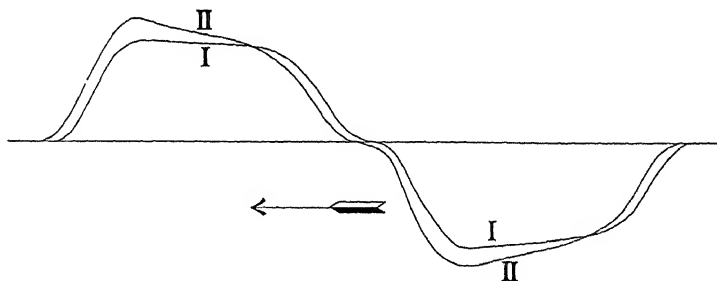


Fig. 218. Feldkurve bei Leerlauf und Vollast für umgekehrten Drehsinn der Armatur.

Man kann bei dieser Polkonstruktion eine sehr kräftige Compoundwicklung benutzen, weil der totale Kraftfluss wegen der

hohen Sättigung in dem Theile mit Polspitze nur wenig erhöht wird. Je nach Belieben kann hier  $\lambda_q$  mehr oder weniger zum Verschwinden gebracht werden; man wird hier finden mit Bezug auf Fig. 215, dass

$$\lambda_q = 1,25 + \frac{\delta k_1}{2 AS} \left( \frac{A C' - BC}{\overline{bc}} + \frac{DE - AE'}{\overline{bf}} \right)$$

Die  $H$ -Kurve für die Austrittsseite und die  $H'$ -Kurve für die Eintrittsseite sind einfach zu berechnen; die Bestimmung von  $\varrho$  ist dagegen schwieriger, wenn keine experimentell ermittelten Kurven vorliegen. Man kann aber schätzungsweise vorgehen, indem  $\varrho$  angenommen und die Kurve des Zusatzfeldes berechnet wird. Dieses Feld superponirt man über das Feld bei Leerlauf und man erhält die Feldkurve bei Belastung. Ist  $\varrho$  unrichtig gewählt, so entspricht die gefundene Feldkurve nicht dem gewünschten Kraftfluss bei Belastung. Man muss deswegen die Rechnung wiederholen bis sie stimmt.

Man hat bei der Polkonstruktion von Lundell und Johnson, die später ausführlich behandelt wird, nur einen sehr kleinen Luftzwischenraum nöthig; die Armaturampèrewindungen pro Pol der 50 KW-Maschine werden zu 3750 angegeben; und der Luftzwischenraum  $\delta$  ist gleich 2,3 mm. Ausserdem kann bei dieser Konstruktion  $\alpha$  viel grösser gewählt werden als bei den gewöhnlichen Polkonstruktionen, so dass die Maschine kleiner ausfallen wird.

V. Als fünftes Beispiel soll die Polkonstruktion des Verfassers (D.R.P. No. 128885), Fig. 178, betrachtet werden.

Wir behandeln diese Konstruktion an Hand des früher benutzten Beispiels und nehmen eine lineare Belastung des Ankers von  $AS = 280$  Amp. pro cm an.

Das Stromband auf dem Bogen  $aik$  des Ankers erzeugt über die Strecke  $aik$  ein Querfeld; die neutrale Zone desselben liegt nicht in der Mitte dieser Strecke, sondern ist (vergl. Fig. 206) um  $\varrho_0$  ungefähr gleich

$$\varrho_0 = \frac{1}{2} b \left[ \frac{\delta k_1}{\delta_2 k_1^{II} - \delta_1 k_1^I} - \frac{\delta_1 \delta_2 k_1^I k_1^{II}}{(\delta_2 k_1^{II} - \delta_1 k_1^I)^2} \ln \left( \frac{\delta_2 k_1^{II}}{\delta_1 k_1^I} \right) \right]$$

nach links verschoben, sie befindet sich aber noch rechts von der Polmitte. Ferner erzeugt das Stromband  $mt$  (siehe Fig. 178) auch ein kleines Querfeld unter dem Polbogen  $mt$ . Das gesammte Stromband  $tmkia$  erzeugt ausserdem einen kleinen Querfluss durch den Polzahn; dieser bewirkt, dass die neutrale Zone des Querfeldes unter dem Polbogen  $mt$  nach rechts rückt und die neutrale Zone des Querfeldes unter dem Polbogen  $kia$  nach links; durch die Erhöhung der Erregung

wird ferner, weil der Polzahn stark gesättigt ist, fast nur im rechten Theil des Poles eine Vermehrung des Kraftflusses erzeugt und die neutrale Zone des Zusatzfeldes<sup>1)</sup> verschiebt sich noch weiter nach links, und man wird keinen grossen Fehler begehen, wenn man annimmt, dass dieselbe ungefähr unter der Mitte des Polschuhes liegt. Ein Fehler von 1 cm wird das Endresultat wenig beeinflussen.

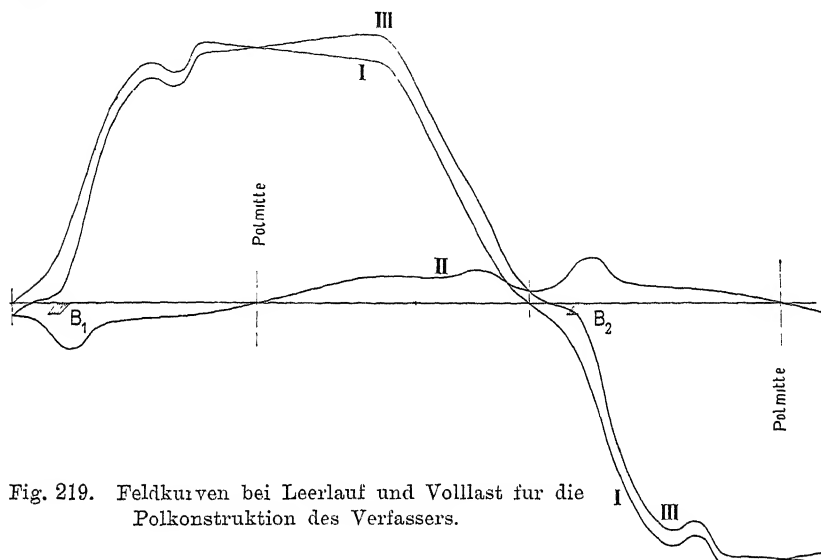


Fig. 219. Feldkurven bei Leerlauf und Vollast für die Polkonstruktion des Verfassers.

Mit Hilfe dieser Annahme und der Kurven  $A, C, D, H$  und  $H'$  (Fig. 180), welche die Luftinduktion von den Stellen  $e, i, k, a$  und  $t$  als Funktion von  $\frac{1}{2}(AW_p + AW_l + AW_z)$  darstellen, berechnen wir nun das Zusatzfeld von Leerlauf bis zur vollen Belastung. Die Ordinate dieser Kurve II (Fig. 219) ist nichts anderes als

$$B_{q1} + B_{q2}.$$

Diese Grössen beziehen sich aber auf eine und dieselbe Bürstenstellung  $B_1, B_2$  (Fig. 178) und nicht, wie die auf S. 257 berechneten Werthe auf eine Bürstenlage, die mit der Lage des betrachteten und wandernden Punktes  $b$  (Fig. 210) zusammenfällt. Bei Leerlauf hat man die Feldkurve I und durch Superposition der Kurve I und II erhält man die Feldkurve III bei Vollast.

<sup>1)</sup> Das Ankerfeld ist die Differenz zwischen dem Leerlauf- und Vollastfeld bei konstanter Erregung. Wird die Felderregung zwischen Leerlauf und Vollast geändert, so wird das Differenzfeld als Zusatzfeld bezeichnet. Ausserhalb der Polschuhe können Ankerfeld und Zusatzfeld als identisch angesehen werden.

Die Polkonstruktion des Verfassers in der gegebenen oder etwas abweichenden Form, welche für bestimmte Fälle jeweils berechnet werden muss, ermöglicht es, die Feldampèrewindungen ganz bedeutend zu vermindern und sie in gewissen Fällen kleiner als die Ankerampèrewindungen zu machen; es kann z. B. bei Motoren mit Nebenschlusswicklung die Erregung und daher auch die Tourenzahl innerhalb weiter Grenzen verändert werden, ohne eine Funkenbildung am Kollektor zu erhalten.

### 73. Genaue Berechnung der Feldkurve und der Feldampèrewindungen bei Belastung.

Die oben gegebene Berechnung der entmagnetisirenden Ampèrewindungen und der zur Kompensation des Querflusses nöthigen Ampèrewindungen  $AW_q$  ist bloss eine angenäherte und giebt nur bei den einfachen Polschuhformen brauchbare Werthe.

Will man die Ampèrewindungen pro magnetischen Kreis bei Belastung genau ermitteln, so kann es in folgender Weise für irgend eine Polkonstruktion geschehen:

Man zeichnet die gewählte Polkonstruktion (Fig. 221) auf und berechnet mit Benutzung der nachfolgend erläuterten Fig. 220 die Feldkurve bei Leerlauf (s. auch S. 210). Bezeichnet  $E_o$  die Klemmenspannung bei Leerlauf und  $\Phi_o$  den entsprechenden Kraftfluss, so muss  $\frac{\Phi_o}{l_i} = B_{io} \cdot b_i$  oder gleich dem Flächeninhalt der Feldkurve zwischen den Bürsten  $B_1$  und  $B_2$  sein. Ergiebt die Planimetrierung einen anderen Werth, so ist die Erregung  $AW_{ko}$  bzw.  $B_{io}$  entsprechend zu ändern.

Die Lage der Bürsten wird schätzungsweise so gewählt, dass sowohl bei Leerlauf wie bei Belastung die Stärke des kommutirenden Feldes  $B_k$  eine für eine gute Kommutation passende Grösse erhält. Es ist  $B_k$  bei Leerlauf ca. 2000 bis 3000 (s. S. 282 und 395).

Die im Anker zu inducirende EMK  $E_a$  bei Belastung ist bei einem Generator (siehe Seite 154)

$$E_a = E + J_a \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)$$

und bei einem Motor

$$E_a = E - J_a \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)$$

wo  $E$  die Klemmenspannung bei Belastung bedeutet. Aus der EMK  $E_a$  ergiebt sich der in die Fläche einer kurzgeschlossenen Windung eintretende Kraftfluss  $\Phi_b$  bei Belastung. Da die Länge  $l_i$  dieselbe ist bei Vollast wie bei Leerlauf, so muss die Erregung oder die





bis zum Zahnfuß wird durch  $B_l$  als Funktion von  $\frac{1}{2}(AW_{l0} + AW_{x0})$  dargestellt.

Diese Magnetisirungskurve ändert sich von Punkt zu Punkt, wenn wir uns längs des Poles bewegen, indem für dieselbe Feldstärke  $B_l$  sich  $AW_{l0}$  proportional mit der Änderung des Luftzwischenraumes  $\delta$  ändert. Wir können aber die Magnetisirungskurven aller Punkte durch eine einzige Kurve darstellen, indem wir diese Kurve für die Stelle, wo der Luftzwischenraum gleich  $\delta$  ist, aufzeichnen

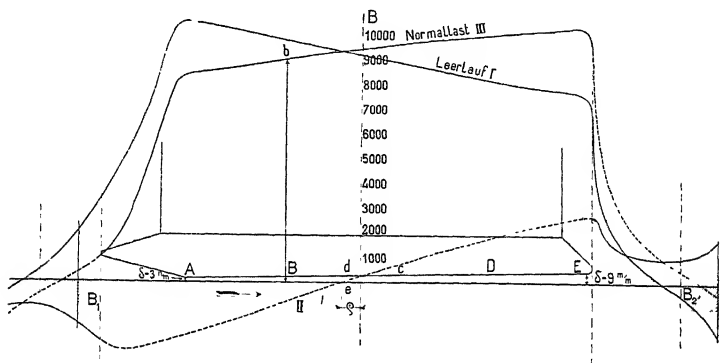


Fig. 221.

und von 0 aus, Fig. 220, die Strahlen  $A, B, C$  u. s. f. ziehen, deren Abscissen

$$0,8 \cdot B_l (\delta k_1 - \delta_x k_{1x})$$

sind. Die Ampèrewindungen für die verschiedenen Werthe  $\delta_x$  werden dann von den Geraden  $A, B, C$  u. s. f. aus bis zur Kurve  $F$  (Fig. 220) gerechnet.

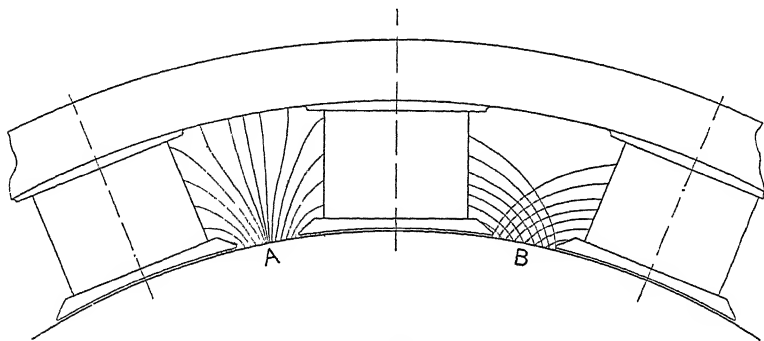


Fig. 222.

Herrscht z. B. im Punkte  $B$  bei Belastung eine magnetische Potentialdifferenz gleich  $b\bar{c}$ , so entspricht derselben eine Feldstärke

$\overline{Bb} = 9000$ . In dieser Weise ist der Theil der Feldkurve III (Fig. 221), der unter dem Polschuh liegt, konstruirt; die neutrale Zone  $d-e$  wurde wie in der Figur 221 angegeben gewählt. Subtrahirt man die Feldkurve I bei Leerlauf von der Kurve III bei Belastung, so erhält man den Theil der Kurve II des Zusatzfeldes, der unter dem Polschuhe liegt und der in Figur 221 punktirt angegeben ist.

Um die Feldkurve bei Belastung in dem Raume zwischen den Polschuhen zu ermitteln, zeichnen wir erst das Kraftlinienbild des Ankerfeldes bei unerregten Feldmagneten auf. Ein solches ist in Fig. 222

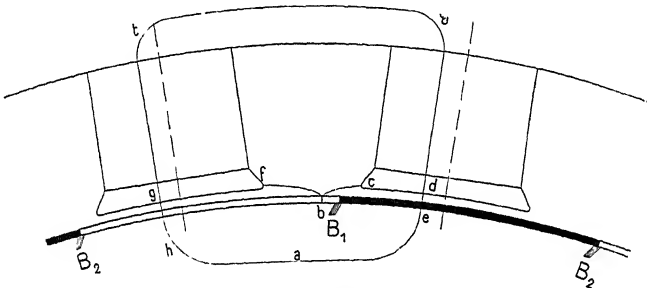


Fig. 223.

dargestellt. Da der Verlauf der Kraftröhren (Fig. 222 A) nicht bekannt ist, wird eine rechnerische Bestimmung der Stärke des Armaturfeldes in der Zone zwischen den Polen nicht genau.

Man kann sich aber das Ankerfeld durch Superposition von zwei Feldern entstanden denken, indem man sich für jedes derselben nur einen Pol als vorhanden denkt, wie in der Figur 222 B dargestellt ist. Wir führen nun die Rechnung mit diesen zwei Feldern durch und machen dieselben Annahmen wie vorhin, nämlich erstens, dass der magnetische Widerstand im Eisen dem grossen Luftwiderstand gegenüber zu vernachlässigen ist, zweitens, dass die Kraftröhren in der Luft einen konstanten Querschnitt besitzen, und drittens, dass die superponirten Kraftröhren fast senkrecht zu einander verlaufen. Der Eintritt derselben ins Armatureisen erfolgt wegen der grossen Permeabilität des letzteren gegenüber der Luft beinahe senkrecht. In diesem Falle wird die Stärke des Armaturfeldes zwischen den Polen gleich der Summe der Einzelfelder, d. h.  $= B_{q1} + B_{q2}$ .  $B_{q1}$  und  $B_{q2}$  sind aber nicht wie früher für eine variable, sondern für eine und dieselbe Bürstenstellung aber für verschiedene Lagen des Punktes  $b$  (Fig. 223) zu ermitteln. Man erhält z. B. für die in der Fig. 223 angenommene Lage des Punktes  $b$

$$B_{q1} = \frac{AS}{0,8 \overline{b} c} (\overline{eB_1} - \overline{B_1 b}) \quad \text{und} \quad B_{q2} = \frac{AS}{0,8 \overline{b} f} \cdot \overline{hb}$$

also

$$B_{q_1} + B_{q_2} = 1,25 AS \left[ \frac{e\overline{B_1} - \overline{B_1}b}{\overline{b}c} + \frac{\overline{h}b}{\overline{b}f} \right].$$

Sind die Polspitzen gesättigt, wie in Fig. 213, so wird für die in die Polspitzen eintretenden Kraftröhren

$$B_{q_1} = \frac{(B_l - B_{l \min}) \delta k_1 + 1,25 (\overline{e}B_1 - \overline{B_1}b) AS}{\overline{b}c}$$

und

$$B_{q_2} = \frac{(B_{l \max} - B_l) \delta k_1 + 1,25 \overline{b}f \cdot AS}{\overline{b}f}.$$

In dieser Weise bestimmen wir denjenigen Theil der Feldkurve II des Ankerfeldes, der zwischen den Polen liegt; in der Figur 221 ist derselbe ganz ausgezogen. Die Ordinaten der Kurve II addiren wir zu denjenigen der Kurve I und erhalten die Feldkurve zwischen den Polen bei Belastung; dieselbe ist in der gleichen Figur punktirt angedeutet.

Wir haben jetzt die Feldkurve bei Belastung unter der Annahme konstruirt, dass die neutrale Zone des Zusatzfeldes bei  $d - e$  liegt; diese Annahme ist nur dann richtig, wenn der Flächeninhalt der Feldkurve III zwischen den Bürsten  $B_1$  und  $B_2$  gleich  $\frac{\Phi_b}{l_i}$  ist. Ist das nicht der Fall, so kann die Berechnung wiederholt und durch Verschieben der neutralen Zone  $d - e$  korrigirt werden, eine unrichtige Annahme der Lage der neutralen Zone des Zusatzfeldes um etwa einen Centimeter hat aber wenig Einfluss.

Nachdem auf diese Weise die Feldkurve bei Belastung berechnet ist, können wir zu der Bestimmung der Feldampèrewindungen der belasteten Maschine übergehen.

Man kann nun das Linienintegral  $\int H dl$  über die Kurve *aktuea* (Fig. 213 und 223) erstrecken und findet durch Berechnen der  $AW$  der einzelnen Strecken und deren Summation

$$AW_{ao} + AW_{so} + AW_{lo} + AW_{mb} + AW_{jb} = AW_k - 2(b_c + e) AS$$

oder indem wir die zur Kompensation der Ankerrückwirkung nöthigen Ampèrewindungen mit

$$AW_r = 2(b_c + e) AS \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (53)$$

bezeichnen, so wird

$$AW_k = AW_{ko} + AW_{mb} - AW_{mo} + AW_{jb} - AW_{jo} + AW_r \quad (54)$$

Der Index  $o$  bezieht sich auf Leerlauf und der Index  $b$  auf Belastung (Volllast).

Die Vermehrung der Ampèrewindungen des Feldes um  $2(b_c + c)AS$  hat eine Vermehrung der Streuung zur Folge; denn diese Ampèrewindungen erhöhen die magnetische Potentialdifferenz zwischen den Streuflächen (Fig. 224) und erzeugen somit auch Streufluss. Der Streuungskoeffizient bei Leerlauf war

$$\sigma = 1 + \frac{2(AW_{lo} + AW_{zo} + AW_{ao})}{\Phi_a} \Sigma(\lambda_p + \Sigma x \lambda_m).$$

Für Belastung erhält man

$$\sigma_b = 1 + \frac{2(AW_{lo} + AW_{zo} + AW_{ao} + 2[b_c + c]AS)}{\Phi_b} (\Sigma \lambda_p + \Sigma x \lambda_m) \quad (55)$$

der unabhängig von  $B_m$  und  $B_j$  vorausberechnet werden kann.

Es wird nun bei Belastung

$$\Phi_m = \sigma_b \cdot \sigma_a \Phi_b.$$

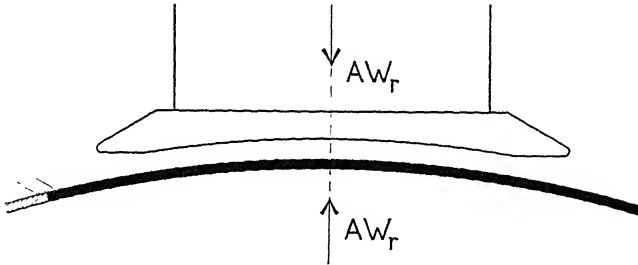


Fig. 224. Vermehrung der Streuung durch die Ankerrückwirkung.

Infolge der Verdrehung des Magnetfeldes durch die Quermagnetisierung nähert sich  $\sigma_a$  bei Belastung der Einheit und darf in normalen Fällen gleich 1 gesetzt werden, oder

$$\Phi_m \approx \sigma_b \Phi_b.$$

Es wird nun

$$B_m = \frac{\Phi_m}{Q_m} \quad AW_{mb} = a w_{mb} \cdot L_m$$

$$\text{und} \quad B_j = \frac{\Phi_m}{Q_j} \quad AW_{jb} = a w_{jb} \cdot L_j.$$

Von Leerlauf bis Vollast müssen die Ampèrewindungen pro magnetischen Kreis um

$$AW_r + AW_{mb} - AW_{mo} + AW_{jb} - AW_{jo}$$

erhöht werden.

Für die Vorausberechnung wäre es aber sehr bequem, wenn man mit einiger Genauigkeit die Grösse  $(b_i + g)$  bei den verschiedenen Polkonstruktionen voraus schätzen könnte. Man kann, wenn keine Versuchsdaten vorliegen, bei kleinen Zahnsättigungen die folgenden Angaben benutzen:

Für gewöhnliche konzentrische Polschuhe:

$$2(b_c + g) = \left(\frac{2}{3} \text{ bis } 1\right)(\tau - b_i) \quad . \quad . \quad . \quad (56)$$

für excentrische Polschuhe oder Polschuhe mit gesättigten Polspitzen

$$2(b_c + g) = \text{ca. } \frac{2}{3}(\tau - b_i) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

und für excentrische Polschuhe mit stark gesättigten Polspitzen oder mit Polzahn

$$2(b_c + g) = \left(\frac{1}{2} \text{ bis } \frac{2}{3}\right)(\tau - b_i) \quad . \quad . \quad . \quad (58)$$

Ist der Wicklungsschritt verkürzt (Schema Fig. 101 u. 102), so umschlingt eine Windung nur einen Theil des Kraftflusses pro Pol und in der neutralen Zone tritt ein Stromband auf, in welchem Ströme von entgegengesetzter Richtung fliessen). Dieses Band übt daher keine entmagnetisirende Rückwirkung aus.

Bezeichnet

$y_1$  den Schritt auf der Kollektorseite,

$y_2$  den kürzeren Schritt auf der hinteren Seite,

$w$  die Windungen einer Ankerspule,

so wird bei mässigen, praktisch noch brauchbaren Verkürzungen des Schrittes die Rückwirkung bei Schleifenwicklungen um

$$w i_a \left( \frac{K}{p} - [y_2 + 1] \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (59)$$

und bei Wellenwicklungen um

$$w i_a \left( \frac{y_1 - y_2}{2} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60)$$

Ampèrewindungen verkleinert.

## Sechzehntes Kapitel.

74. Die Kommutation. — 75. Kommutation bei konstanter Stromdichte unter den Bürsten. — 76. Kommutation bei veränderlicher Stromdichte unter den Bürsten. — 77. Die magnetische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen. — 78. Die elektrische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen. — 79. Kommutation bei einer Bürstenbreite  $b_r \leq \beta_r$ . — 80. Beispiele für die Kommutation bei einer Bürstenbreite  $b_r \leq \beta_r$ . — 81. Kommutation bei einer Bürstenbreite  $b_r > \beta_r$ . — 82. Die Energiewandlungen der Kurzschlussperiode. — 83. Unterschied der Kommutirung beim Generator und Motor. — 84. Experimentelle Untersuchungen über die Vorgänge während der Kommutation.

### 74. Die Kommutation.<sup>1)</sup>

Wenn bei der Drehung der Armatur eine Spule von einem Ankerstromzweig in den folgenden übertritt, muss ein Richtungswechsel des Stromes in dieser Spule stattfinden, d. h. der Strom muss kommutirt werden. Während des Uebertrittes der Spule von einem Armaturstromzweig in den folgenden werden die Enden derselben durch die Bürsten leitend verbunden; dieselbe ist also während dieser Zeit kurzgeschlossen.

In den Figuren 225a bis 225e sind die auf einander folgenden Momente einer Kurzschlussperiode dargestellt.

In Fig. 225a befindet sich nur die Lamelle 1 unter der Bürste und der Strom von zwei Ankerstromzweigen vereinigt sich in dieser Lamelle. Es ist

$$i_1 = 2i_a \text{ und } i_2 = 0.$$

---

<sup>1)</sup> Die Theorie der Kommutation und die sich daran anschliessenden Kapitel haben gegenüber der Behandlung der Kommutation in den Ankerwicklungen III. Auflage 1899 eine vollständige Umarbeitung erfahren. Besonders hervorzuheben ist, dass die gegenseitige Induktion der kurz geschlossenen Ankerspulen berücksichtigt und dass, anstatt der Intensität des kommutirenden Feldes, die in der kurz geschlossenen Spule inducirten Spannungen  $e_M$ ,  $e_q$  und  $e_s$  in Abhängigkeit von den Dimensionen der Maschine berechnet werden. Mein Assistent, Herr Ing. J. L. la Cour, hat an der Behandlung dieses Kapitels einen wesentlichen Antheil.

In Fig. 225b berührt die Bürste die Lamellen 1 und 2 und die Spule *b* wird kurzgeschlossen. Der Kurzschlussstromkreis wird durch die Spule *b*, deren Verbindungen zum Kollektor, die Lamellen 1 und 2 und die Bürste gebildet. Der Strom, der in diesem Kreise fliesst, heisst der Kurzschlussstrom (*i*). — Der gesammte in die Bürste übertretende Strom vertheilt sich jetzt auf die Lamellen 1 und 2. Es ist

$$i_1 = i_a + i \quad i_2 = i_a - i.$$

Unter der Einwirkung der kommutirenden EMK wird die Stromstärke *i* rasch abnehmen und zu Null werden, Fig. 225c soll diesem Momente entsprechen. — Im nächsten Momente (Fig. 225d) wird in der kurzgeschlossenen Spule ein Strom von umgekehrter Richtung fliessen, es wird

$$i_1 = i_a + (-i) \text{ und } i_2 = i_a - (-i).$$

Am Ende der Kurzschlusszeit (Fig. 225e), d. h. wenn eine Lamelle im Begriffe ist, die Bürstenspitze zu verlassen, nähert sich der Uebergangswiderstand zwischen Lamelle und Bürste und daher auch der Widerstand des Kurzschlussstromkreises sehr rasch dem Werthe  $\infty$ . Hat der Strom *i*<sub>1</sub> in diesem Momente noch einen erheblichen Werth, d. h. ist der Kurzschlussstrom erheblich grösser oder kleiner als *i*<sub>a</sub>, so wird die Stromdichte unter der ablaufenden Bürstenspitze zu gross, es tritt eine Erwärmung der Bürsten eventuell bis zum Glühendwerden ein und die plötzliche Unterbrechung eines grossen Stromes führt zur Funkenbildung an der Unterbrechungsstelle. —

Der zeitliche Verlauf des Kurzschlussstromes ist daher für die Funkenbildung und die Erwärmung der Bürsten massgebend.

Da nun einerseits die elektromotorische Kraft der Selbst-

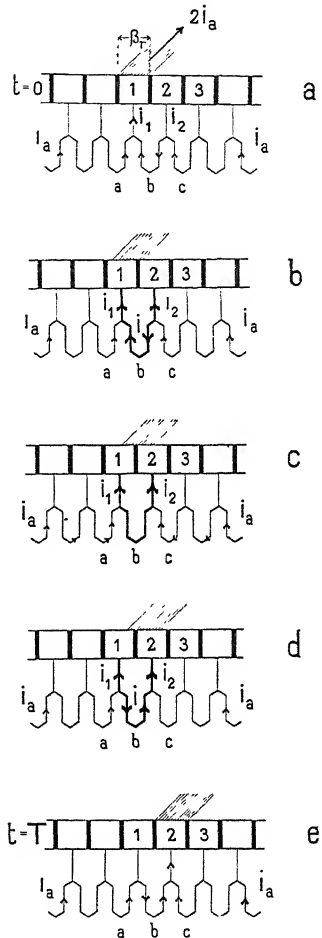


Fig. 225a—e. Aufeinander folgende Zeitpunkte der Kurzschlussperiode.



induktion das Kommutiren des Stromes (das Verschwinden und Entstehen desselben) in der kurzgeschlossenen Spule verzögert und anderseits die Dauer des Kurzschlusses nur sehr kurz ist, so kann im allgemeinen der für eine funkenlose Kommutation erforderliche zeitliche Verlauf des Kurzschlussstromes nur erhalten werden, wenn sich die kurzgeschlossene Spule in einem solchen magnetischen Felde bewegt, dass die in der Spule inducirte EMK die Kommutation unterstützt. Man nennt diese EMK daher die kommutirende EMK.

Um einen funkenlosen Betrieb zu erhalten, darf sich somit die kurzgeschlossene Spule im allgemeinen nicht in der neutralen Zone befinden, sondern die Bürsten müssen so weit gedreht werden, bis die Spule in ein magnetisches Feld von passender Intensität gelangt.

Die Lage der neutralen Zone selbst ist, wie im Kapitel XV beschrieben wurde, von der Ankerrückwirkung abhängig.

In den nachfolgenden Betrachtungen bezeichnet

$D$  den Ankerdurchmesser in cm.

$D_k$  den Kollektordurchmesser in cm.

$v$  die Umfangsgeschwindigkeit des Ankers in m/sec.

$v_k$  die Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors in m/sec.

$n$  die Umdrehungszahl des Ankers pro Minute.

$i_a$  die Stromstärke eines Armaturstromzweiges.

$i_1, i_2, i_3$  u. s. f. die Stromstärke der Lamellen 1, 2, 3.

$i = i_k + i_z$  den Kurzschlussstrom, worin  $i_k$  derjenige Theil des Kurzschlussstromes ist, der einer konstanten Stromdichte  $s_n$  entspricht, und  $i_z$  einen zusätzlichen Kurzschlussstrom bezeichnet.

$i_I, i_{II}$  und  $i_{III}$  Kurzschlussströme benachbarter kurzgeschlossener Spulen.

$i_{Iz}, i_{IIz}$  und  $i_{IIIz}$  zusätzliche Kurzschlussströme benachbarter kurzgeschlossener Spulen.

$L$  den Koeffizienten der Selbstinduktion einer Spule in der Lage des Kurzschlusses.

$M$  den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier kurzgeschlossener Spulen, von welchen die eine von den positiven Bürsten und die zweite von den negativen Bürsten kurzgeschlossen wird.

$M_I, M_{II}, M_{III}$  u. s. w. die Koeffizienten der gegenseitigen Induktion zwischen der betrachteten kurzgeschlossenen Spule und den benachbarten kurzgeschlossenen Stromkreisen, d. h. denjenigen Stromkreisen, welche von den gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen gebildet werden, und den Stromkreisen der Wirbelströme im Armatur- und Feldeisen.

$L_I, L_{II}, L_{III}$  u. s. w. die Koeffizienten der Selbstinduktion dieser benachbarten kurzgeschlossenen Stromkreise.

$L_s$  den scheinbaren Selbstinduktionskoeffizienten einer kurzgeschlossenen Spule am Ende der Kurzschlussperiode, wo  $t=T$  ist.  
 $e=e_k+e_z$  die zur Zeit  $t$  in der kurzgeschlossenen Spule inducirte kommutirende EMK;  $e_k$  und  $e_z$  entsprechen den Momentanwerthen  $i_k$  und  $i_z$ .

$B_k$  die Intensität des kommutirenden Feldes zur Zeit  $t$ .

$R_k$  den Widerstand in der Uebergangsschicht vom Kollektor zur Bürste in Ohm per  $\text{cm}^2$ .

$R_1, R_2, R_3$  die Uebergangswiderstände von der Bürste zu den Lamellen 1, 2, 3.

$R_u$  den Uebergangswiderstand einer Bürste im reducirten Schema, es ist

$$R_u = \frac{1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots}$$

$F_u$  einen Uebergangsquerschnitt in  $\text{cm}^2$ .

$s_u$  eine mittlere konstante Stromdichte  $\frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}$ , herrührend vom Strome  $i_a$ .

$\Delta s_u'$  eine Stromdichte, herrührend vom Strome  $i_z$ , für die auflaufende Bürstenspitze.

$\Delta s_u''$  dieselbe für die ablaufende Bürstenspitze.

$P_1, P_2, P_3$  u. s. f. die Potentialdifferenz oder den Spannungsabfall zwischen der Bürste und den Lamellen 1, 2, 3.

$P = s_u \cdot R_k$  die mittlere Potentialdifferenz zwischen Bürste und Kollektor.

$P'$  und  $P''$  die Potentialdifferenz zwischen der Bürstenspitze und der auflaufenden bzw. ablaufenden Kollektorlamelle.

$W_{1u}$  den Wattverlust im Uebergangsquerschnitt einer Bürste.

$t$  die Zeit in Sekunden vom Beginne des Kurzschlusses an gezählt.

$T$  die Zeitdauer des Kurzschlusses in Sekunden.

$b_1$  die Bürstenbreite in cm; sind die Bürsten gestaffelt (Fig. 110), so ist  $b_1$  die gesammte Auflagebreite in der Drehrichtung.

$b_r$  die Breite einer Bürstengruppe im reducirten Schema.

$\beta$  die Breite einer Kollektorlamelle.

$\beta_r = \frac{a}{p} \beta$  die Breite einer Kollektorlamelle in dem reducirten Schema.

$R_s$  den Widerstand der Windungen einer Ankerspule.

$R_v$  den Widerstand der Verbindung der Spule mit einer Lamelle.

$$R = R_s + 2 \frac{\beta_r}{b_r} R_v$$

$$A = \frac{R_u T}{L_s} \quad \text{und} \quad A_1 = \frac{RT}{L_s}$$

Indem jede Wellenwicklung nach der Methode des reducirten Schemas durch eine äquivalente Spiralwicklung ersetzt werden kann, und indem eine Schleifenwicklung im Principe mit der Spiralwicklung identisch ist, so genügt es, wenn wir zuerst die Theorie der Kommutation an der Hand des Schemas einer Spiralwicklung studiren und später die Konstanten  $T$ ,  $L + \Sigma(M)$ ,  $L_s$ ,  $R_u$  und  $e_z$  für die verschiedenen Wicklungsarten berechnen.

## 75. Kommutation bei konstanter Stromdichte unter den Bürsten.

Wir wollen nun zunächst den einfachsten Fall betrachten, indem wir voraussetzen, dass die Stromdichte unter den Bürsten konstant sei. Obwohl diese Annahme vielleicht nicht die günstigsten Bedingungen für die Kommutation darstellt, so wird dieselbe doch einer guten Kommutirung entsprechen, weil in diesem Falle der Effektverlust im Uebergangswiderstand vom Kollektor zu den Bürsten ein Minimum wird, und weil an der Unterbrechungsstelle des Kurzschlussstromkreises keine grosse Potentialdifferenz und daher kein Unterbrechungsfunken entstehen kann. Wir setzen dabei voraus, dass die konstante Stromdichte innerhalb den zulässigen Grenzen gewählt ist.

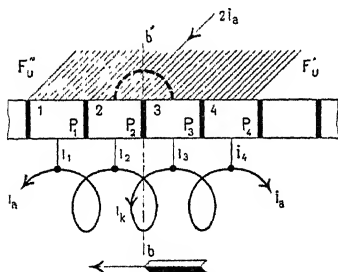


Fig. 226.

Da in diesem Falle der Spannungsverlust zwischen Bürste und dem Kollektor für alle Lamellen derselbe ist, so folgt, dass jede Kollektorlamelle ein und dasselbe Potential behält, so lange sie mit der Bürste in Berührung ist.

Mit Bezug auf Fig. 226 bezeichnen wir das Potential der Bürste mit Null und setzen z. B. die Potentialdifferenz zwischen der Lamelle 2

und der Bürste bez. Lamelle 3 und der Bürste gleich

$$P_2 = i_2 R_2 \quad P_3 = i_3 R_3$$

und es muss, da  $P_2 = P_3$  ist

$$P_2 - P_3 = i_2 R_2 - i_3 R_3 = 0$$

sein.

Für den Kurzschlussstrom  $i_k$  können wir, indem wir in Fig. 226 z. B. die Spule  $b$  in Betracht ziehen, folgenden Ausdruck ableiten:

Rechts von der Trennungsfuge  $bb'$  sei die Anflagefläche der Bürste  $F_u'$  und links  $F_u''$ . Für die mittlere und konstante Stromdichte  $s_u$  sind dann die Ströme zu beiden Seiten der Trennungsfuge

$$s_u F_u' \quad \text{und} \quad s_u F_u'',$$

also

$$2 i_a = s_u (F_u' + F_u'') = s_u F_u$$

und

$$i_k = \frac{1}{2} s_u (F_u' - F_u'') \quad . \quad . \quad . \quad (61)$$

wenn derselbe in der Pfeilrichtung von Lamelle 3 nach 2 als positiv verlaufend angenommen und die Stromstärke der Ankerstromzweige einander gleich und gleich  $i_a$  vorausgesetzt wird.

$$\text{Zur Zeit} \quad t=0 \quad \text{ist} \quad F_u' = 0 \quad F_u'' = F_u$$

$$, , \quad t=T \quad , \quad F_u' = F_u \quad F_u'' = 0,$$

also

$$F_u' = \frac{t}{T} F_u \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (62)$$

$$F_u'' = \frac{T-t}{T} F_u \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (63)$$

Diese Werthe in Gl. 61 eingesetzt, giebt

$$i_k = -\frac{1}{2} s_u F_u \left(1 - \frac{2t}{T}\right) = -i_a \left(1 - \frac{2t}{T}\right). \quad (64)$$

d. h. der Strom  $i_k$  ist eine geradlinige Funktion der Zeit oder die zeitliche Aenderung des Kurzschlussstromes  $\frac{di}{dt}$  ist konstant und daher für alle kurzgeschlossenen Spulen gleich.

Es ist nun die durch Selbstinduktion und gegenseitige Induktion in der betrachteten Spule inducirte EMK.

$$e_s = L \frac{di_k}{dt} + M_I \frac{di_I}{dt} + M_{II} \frac{di_{II}}{dt} + M_{III} \frac{di_{III}}{dt}$$

und da

$$\frac{di_k}{dt} = \frac{di_I}{dt} = \frac{di_{II}}{dt} = \frac{di_{III}}{dt} = . \quad . \quad . = \text{konstant},$$

folgt

$$e_s = (L + M_I + M_{II} + M_{III} \dots) \frac{di_k}{dt} = (L + \Sigma M) \frac{di_k}{dt}.$$

Damit der Kurzschlussstrom diesen zeitlichen Verlauf nimmt, muss die kommutierende EMK  $e_k$  oder das kommutierende Feld bestimmten Bedingungen genügen. Nach dem Gesetze von Kirchhoff muss die Summe der EMKe des Kurzschlussstromkreises gleich Null sein, und wir erhalten

$$i_k R_s + (L + \Sigma M) \frac{di_k}{dt} + P_2' - P_3' = e_k \quad (65)$$

wenn  $P_2'$  und  $P_3'$  die Potentiale der Anschlusspunkte  $a_2$  und  $a_3$  (Fig. 227) der kurzgeschlossenen Spule an die Verbindungen zum Kollektor bedeuten.

Es ist nun

1.  $P_3' - P_2' = 0$  so lange die Bürste der beiden Lamellen (2 und 3) der kurzgeschlossenen Spule ganz bedeckt. (Fig. 227 b.)
2. Während die Bürste auf die Lamelle 3 aufläuft (Fig. 227 a), ist die Stromstärke der Lamelle 2

$$= 2 i_a \cdot \frac{\beta_r}{b_r}$$

und diejenige der Lamelle 3

$$= 2 i_a \cdot \frac{\beta'}{b_r}$$

und daher

$$P_3' - P_2' = -2 i_a \left( \frac{\beta' - \beta_r}{b_r} \right) R_v.$$

Ferner verhält sich

$$\beta' : b_r = t : T$$

woraus

$$\frac{\beta' - \beta_r}{b_r} = \left( \frac{t}{T} - \frac{\beta_r}{b_r} \right)$$

und so wird

$$P_3' - P_2' = 0$$

$$\text{für } \frac{t}{T} = \frac{\beta_r}{b_r}$$

$$P_3' - P_2' = 2 \frac{\beta_r}{b_r} i_a R_v \quad \text{„} \quad t = 0.$$

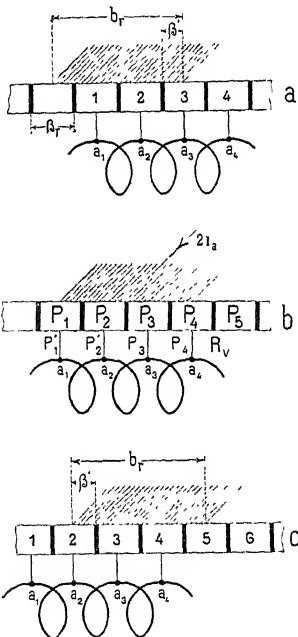


Fig. 227 a-c.

3. Während die Bürste von der Lamelle 2 abläuft (Fig. 227 c) ist

$$P_3' - P_2' = -2 i_a \left( \frac{\beta_r - \beta''}{b_r} \right) R_v$$

und es verhält sich

$$(b_r - \beta'') : b_r = t : T$$

woraus

$$\frac{b_r - \beta''}{b_r} = \frac{b_r - \beta_r}{b_r} = \frac{\beta_r - \beta''}{b_r} = \frac{t}{T} = \left( 1 - \frac{\beta_r}{b_r} \right).$$

In diesem Falle wird

$$P_3' - P_2' = 0 \quad \text{für} \quad \frac{t}{T} = 1 - \frac{\beta_r}{b_r}$$

und

$$P_3' - P_2' = -2 \frac{\beta_r}{b_r} i_a R_v \quad \text{für} \quad t = T.$$

Und unter Berücksichtigung der Gl. 64 für  $i_k$  folgt

$$i_k R_s + (L + \Sigma M) \frac{d i_k}{d t} = -i_a R_s \left( 1 - \frac{2t}{T} \right) + \frac{2 i_a (L + \Sigma M)}{T}.$$

Wenn wir nun diesen Werth und die gefundenen Werthe von  $P_3' - P_2'$  in die Gleichung 65 für  $e_k$  einsetzen, bekommen wir folgende drei Gleichungen:

$$e_k = 2 i_a \left[ \frac{L + \Sigma M}{T} + R_s \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) + R_v \left( \frac{t}{T} - \frac{\beta_r}{b_r} \right) \right]$$

gültig am Anfang der Kurzschlussperiode von

$$t = 0 \quad \text{bis} \quad t = \frac{\beta_r}{b_r} T$$

ferner

$$e_k = 2 i_a \left[ \frac{L + \Sigma M}{T} + R_s \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) \right],$$

gültig von

$$t = \frac{\beta_r}{b_r} T \quad \text{bis} \quad t = T \left( 1 - \frac{\beta_r}{b_r} \right)$$

und

$$e_k = 2 i_a \left\{ \frac{L + \Sigma M}{T} + R_s \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) + R_v \left[ \frac{t}{T} - \left( 1 - \frac{\beta_r}{b_r} \right) \right] \right\},$$

gültig am Ende der Kurzschlussperiode von

$$t = T \left( 1 - \frac{\beta_r}{b_r} \right) \quad \text{bis} \quad t = T.$$

Hieraus folgt, dass  $e_k$  nach einem gebrochenen Linienzug ansteigt, wie Fig. 228 darstellt.

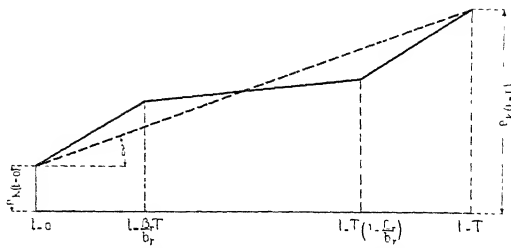


Fig. 228. Die Kurve der kommutirenden EMK  $e_k$ .

Es wird zur Zeit  $t=0$

$$\begin{aligned} e_{k(t=0)} &= 2 i_a \left( \frac{L + \Sigma M}{T} - \frac{R_s}{2} - R_v \cdot \frac{\beta_r}{b_r} \right) \\ &= 2 i_a \left( \frac{L + \Sigma[M]}{T} - \frac{R}{2} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (66) \end{aligned}$$

und zur Zeit  $t=T$

$$\begin{aligned} e_{k(t=T)} &= 2 i_a \left( \frac{L + \Sigma M}{T} + \frac{R_s}{2} + R_v \cdot \frac{\beta_r}{b_r} \right) \\ &= 2 i_a \left( \frac{L + \Sigma M}{T} + \frac{R}{2} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (67) \end{aligned}$$

Da nun

$$e_k = 2 w l v \cdot B_k 10^{-6},$$

wird die Intensität des kommunirenden Feldes

$$B_{k(t=0)} = \frac{10^6 i_a}{w \cdot l \cdot v} \left( \frac{L + \Sigma M}{T} - \frac{R}{2} \right) \quad . \quad . \quad (68)$$

$$B_{k(t=T)} = \frac{10^6 i_a}{w \cdot l \cdot v} \left( \frac{L + \Sigma M}{T} + \frac{R}{2} \right) \quad . \quad . \quad (69)$$

Wir haben in den obigen Betrachtungen die Annahme gemacht, dass  $(L + \Sigma M)$  konstant sei, ferner, dass die Stromstärken  $i_a$  der beiden Ankerstromzweige einander gleich seien. Thatsächlich wächst  $(L + \Sigma M)$  bei einem Generator ganz wenig mit der Zeit, weil die Spule sich dem Pole nähert, während bei einem Motor das Umgekehrte der Fall ist. Ferner wird sich die Stromstärke  $2 i_a$  einer Bürste im allgemeinen nicht in genau zwei gleiche Theile theilen.

Die Annahme, dass die Stromdichte  $s_u$  in der Uebergangsschicht überall konstant sei, führt, wegen des Einflusses vom Widerstande  $R_v$ , zu dem in Fig. 228 dargestellten Verlauf von  $e_k$ , welche wohl selten vorhanden sein wird.

Betrachtet man die Fig. 227b, so sieht man sofort, dass der Weg durch die Bürstenspitzen und die Lamellen 1 und 4 der kürzeste ist und daher dem Strome am wenigsten Widerstand bietet.

In Anbetracht dieser kleinen Ungenauigkeiten und der Unwahrscheinlichkeit eines gebrochenen Linienzuges für die Feldkurve, ersetzen wir den gebrochenen Linienzug für  $e_k$  durch die punktiert gezeichnete Gerade, welche dann mit dem anderen zusammenfällt, wenn

$$T \cdot \frac{\beta_i}{b_i} \geq T \left( 1 - \frac{\beta_r}{b_r} \right)$$

d. h.

$$2 \beta_i \geq b_r,$$

denn die Neigung der beiden Stücke am Anfang und Ende des Linienzuges Fig. 228 ist dann dieselbe, und die Länge des mittleren Stückes ist gleich Null.

Wir erhalten

$$\begin{aligned} e_k &= 2 i_a \left[ \frac{L + \Sigma M}{T} + R \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) \right] \\ e_k &= 2 i_a \left( \frac{L + \Sigma [M]}{T} - \frac{R}{2} + \frac{R}{T} t \right) \quad . \quad . \quad (70) \end{aligned}$$

Für die Zunahme der kommutirenden EMK, auf welche es allein ankommt, erhalten wir für die Neigung der Geraden in Fig. 228

$$\text{tang } \gamma = \frac{e_k(t=T) - e_k(t=0)}{100 \cdot v T}$$

oder

$$\text{tang } \gamma = \frac{2 i_a R}{100 \cdot v T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (71)$$

worin

$$100 \cdot v T = b_r \left( \frac{D}{D_k} \right)$$

die auf den Ankerumfang projicirte Bürstenbreite ist.

Wenn die Voraussetzungen, die wir gemacht haben, zutreffend sind, und insbesondere, wenn  $s_u$  überall konstant sein soll, so sieht man, dass die Steilheit der EMK-Kurve oder der Feldkurve an der Kommutirungsstelle umgekehrt proportional der Kommutirungszeit ist, und dass dieselbe um so grösser sein darf, je grösser die Widerstände  $R_g$  und  $R_v$  sind.



Aus der Gleichung

$$B_{k(t=0)} = \frac{10^6 i_a}{w l v} \left( \frac{L + \Sigma M}{T} - \frac{R}{2} \right)$$

sehen wir ferner, dass der Kurzschluss in einem um so schwächeren Felde beginnen soll, je länger er andauert, denn  $(L + \Sigma M)$  ist entweder konstant oder wächst mit  $T$  (das letztere tritt ein, wenn mehrere Stäbe, die in derselben Nut liegen, gleichzeitig kurzgeschlossen werden), aber immerhin wächst  $T$  schneller als  $\Sigma M$ , so dass  $\frac{L + \Sigma M}{T}$  mit wachsendem  $T$  abnimmt.

Je grösser  $R$  ist, in einem desto schwächeren Felde kann der Kurzschluss anfangen; ja unter Umständen soll derselbe sogar in einem negativen Felde beginnen.

## 76. Kommutation bei veränderlicher Stromdichte unter den Bürsten.

Wir wollen nun den allgemeinen Fall behandeln, für welchen  $B_k$  nicht den Anforderungen einer konstanten Stromdichte  $s_u$  entspricht. In diesem Falle sei  $e$  die in der Spule inducirte EMK; diese zerlegen wir nun in eine EMK ( $e_k$ ), welche den aufgestellten Bedingungen entspricht, und in eine zusätzliche EMK ( $e_z$ ), so dass

$$e = e_k + e_z.^1)$$

Wir können nun  $e_k$  und  $e_z$  je für sich wirken lassen und die erzeugten Ströme superponiren. Während  $e_k$  nach Gl. 64 den Strom

$$i_k = -i_a \left( 1 - \frac{2t}{T} \right)$$

erzeugt, bewirkt  $e_z$  eine Potentialdifferenz zwischen den Kollektorsegmenten, die einen Strom  $i_z$  veranlasst, so dass der totale Kurzschlussstrom

$$i = i_k + i_z \quad \text{ist.}$$

In diesem Falle können nun, trotzdem die mittlere Stromdichte  $s_u$  unter den Bürsten die zulässige Grenze nicht überschreitet, Funken am Kollektor auftreten, und wir werden sehen, dass diese entweder von einer zu starken Erwärmung der Bürsten und des

<sup>1)</sup> In „Electrical Review“ 1900 Seite 43 u. f. ist diese Zerlegung der EMK, die vom Felde inducirt wird, von W.A.P. durchgeführt.

Kollektors oder von einer zu grossen Potentialdifferenz an der Oeffnungsstelle herrühren. In beiden Fällen ist die zwischen den Kollektorsegmenten erzeugte EMK  $e_z$  die Grundursache des Funkens.

Wir wollen zuerst mit der Berechnung des Wattverlustes  $W_{1u}$ , der die Erwärmung verursacht, beginnen.

Der totale Strom ist

$$2 i_a = \Sigma \left( \frac{P F}{R_k} \right)$$

wo  $F$  der zur Potentialdifferenz  $P$  gehörige Uebergangsquerschnitt bedeutet. Der Wattverlust pro Bürste infolge Uebergangswiderstand wird

$$W_{1u} = \Sigma \left( \frac{P^2 F}{R_k} \right) \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (a)$$

Nun ist

$$\Sigma \left( \frac{F}{R_k} \right) = \frac{1}{R_u} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (b)$$

und

$$\Sigma (P^2 F) \cdot \Sigma (F) = \Sigma (P F)^2 + \Sigma F_1 \cdot F_2 (P_1 - P_2)^2$$

worin das letzte Glied aus  $\frac{1}{2} n (n-1)$  Gliedern besteht, wenn die Bürste  $n$  Lamellen berührt.

Dividiren wir beide Seiten der letzten Gleichung durch  $R_k^2$  und setzen

$$\frac{F_1}{R_k} = R_u' \quad \frac{F_2}{R_k} = R_u'' \text{ u. s. f.,}$$

so folgt mit Benutzung der Gl. a und b

$$W_{1u} = 4 i_a^2 R_u + R_u \Sigma \frac{(P_1 - P_2)^2}{R_u' R_u''} \cdot \cdot \quad (72)$$

Wenn also  $e_z$  bedeutende Potentialdifferenzen  $(P_1 - P_2)$ ,  $(P_2 - P_3)$  u. s. f. zwischen den Kollektorlamellen hervorruft, so kann die Erwärmung eine beträchtliche werden.

Für gegebene Werthe von  $R_u$  und dem Mittelwerth  $s_u$  bezw.  $i_a$  ist der Wattverlust nur noch veränderlich mit den Potentialdifferenzen  $P_1 - P_2$ ,  $P_2 - P_3$  u. s. f. Diese Potentialdifferenzen können durch eine Erhöhung von  $R_v$  oder noch besser durch eine Erhöhung des inneren Widerstandes der Bürste (z. B. durch Lamelliren derselben quer zum Verlaufe des Kurzschlussstromes) verkleinert werden. Wenn  $R_v$  (siehe Fig. 227b) grösser wird, so steigen  $P_1' - P_1$ ,  $P_2' - P_2$ , und  $P_1 - P_2$ ,  $P_2 - P_3$  nimmt ab.

Der Wattverlust  $W_{1u}$  wird ein Minimum für eine konstante Stromdichte unter der ganzen Bürstenbreite, denn es ist dann  $P_1 - P_2 = 0$ ,  $P_2 - P_3 = 0$  u. s. f.

Wir sehen hieraus, dass man den Kommutirungsvorgang beurtheilen kann, wenn man sich Rechenschaft über die Aenderung der Stromdichte  $s_u$  und den Verlauf der Spannungsdifferenzen zwischen den einzelnen Lamellen giebt.

Wir können schreiben

$$P_2 = i_z R_u'' \quad P_3 = -i_z R_u'''$$

und die Spannungsdifferenz zwischen den Lamellen 2 und 3 wird

$$P_2 - P_3 = i_z (R_u'' + R_u''').$$

Wir müssen also für jede kurzgeschlossene Spule  $i_z$  berechnen. Eine genaue Lösung dieser Aufgabe ist jedoch sehr umständlich; denn bedeckt die Bürste mehrere Lamellen und betrachten wir eine der kurzgeschlossenen Spulen, z. B.  $b$  in Fig. 226, so sind alle übrigen zu dieser parallel geschaltet und der von  $e_z$  in der betrachteten Spule erzeugte Strom  $i_z$  vertheilt sich umgekehrt proportional den scheinbaren Widerständen der betreffenden Stromkreise auf die einzelnen Spulen. Aber nicht genug damit, die zusätzlichen Ströme der anderen kurzgeschlossenen Spulen induciren auch EMKe in der betrachteten Spule, so dass die Ströme der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen von einander abhängig sind sowohl durch die elektrische Verkettung der Spulen als durch die magnetische Verkettung derselben. Da die vorliegende Aufgabe deswegen komplicirt ist, soll zuerst die magnetische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen allgemein erläutert werden.

## 77. Die magnetische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen.

Die gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen befinden sich in demselben Momente nicht in derselben Phase des Kurzschlusses. In der einen fängt der Kurzschluss an; in einer zweiten Spule hört er vielleicht auf u. s. w. In allen diesen Spulen ist in demselben Momente der zusätzliche Strom nicht derselbe und die Variation desselben nach der Zeit auch nicht; deswegen unterstützen sich die von den zusätzlichen Strömen inducirten EMKe nicht, sondern sie schwächen sich gegenseitig, so dass bei gleichzeitigem Kurzschluss mehrerer Spulen der Kurzschlussstrom  $i$  einem

möglichst geradlinigen Verlauf als Funktion der Zeit zu strebt.

Betrachten wir nun eine Spule, so wird in dieser von der EMK  $e_z$  ein Strom erzeugt werden. Auf diese betrachtete Spule wirken die übrigen kurzgeschlossenen Spulen als Sekundärstromkreise eines Transformators, d. h. dämpfend auf jede Variation des Stromes in der Spule zurück. Diese dämpfende Wirkung der übrigen kurzgeschlossenen Spulen lässt sich folgendermassen berücksichtigen.

Wir nehmen dabei vorläufig an, dass in den benachbarten Spulen nur der Strom  $i_k$  fliesst, also dass in denselben  $i_z = 0$  sei.

Fliesst der zusätzliche Strom  $i_z$  in der betrachteten Spule, so wird in einem in der Nähe liegenden Stromkreis eine EMK

$$-M_I \frac{di_z}{dt}$$

inducirt; also lautet die Differentialgleichung dieses zweiten Stromkreises mit dem Strome  $i_I$

$$0 = L_I \frac{di_I}{dt} + M_I \frac{di_z}{dt} + r_I i_I.$$

Wenn wir  $r_I$  vernachlässigen, so wird

$$\frac{di_I}{dt} = -\frac{M_I}{L_I} \frac{di_z}{dt}.$$

Der Strom  $i_I$  wirkt wieder auf die betrachtete Spule zurück und inducirt eine EMK

$$-M_I \frac{di_I}{dt} = \frac{M_I^2}{L_I} \frac{di_z}{dt},$$

welche EMK der in der Spule selbst inducirten EMK

$$-L \frac{di_z}{dt}$$

entgegengesetzt gerichtet ist.

Also wird von dem Strom  $i_z$  in der betrachteten Spule unter Berücksichtigung der gegenseitigen Induktion die EMK

$$-L \frac{di_z}{dt} + \Sigma \left( \frac{M_I^2}{L_I} \right) \frac{di_z}{dt} = - \left( L - \Sigma \frac{M_I^2}{L_I} \right) \frac{di_z}{dt} = -L_s \frac{di_z}{dt}$$

inducirt, wo  $L_s$  der scheinbare Selbstinduktionskoeffizient der betrachteten kurzgeschlossenen Spule ist. Dieser bleibt aber während des Kurzschlusses nicht konstant. Wir werden später sehen, dass die Vorgänge in dem Momente, wo der Kurzschluss aufhört, das

grösste Interesse fordert, und deswegen wollen wir unter  $L_s$  den scheinbaren Selbstinduktionskoeffizienten für diesen Moment verstehen.

Nach Kirchhoff erhält man nun für die betrachtete Spule

$$e_z - L_s \frac{di_z}{dt} - r i_z = 0. \quad . \quad . \quad . \quad (73)$$

wo  $r$  den Widerstand des Kurzschlussstromkreises bedeutet.

Der Strom  $i_z$ , der sich aus dieser Gleichung ergeben würde, würde in allen Spulen während des Kurzschlusses fließen. Die gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen befinden sich aber nicht immer alle in demselben Stadium des Kurzschlusses.

Man muss zwischen den Spulen die von den Bürsten derselben Polarität, und zwischen denjenigen, die von den Bürsten der entgegengesetzten Polarität gleichzeitig kurzgeschlossen werden, unterscheiden.

Betrachten wir zuerst das Schema einer einfach geschlossenen Trommelwicklung mit  $p = a$  und wo  $p$  eine gerade Zahl ist, wie z. B. das in Fig. 93 dargestellte, so werden wir finden, dass die in derselben Nut liegenden Spulenseiten von Bürsten verschiedener Polarität kurzgeschlossen werden, und dass die beiden Spulenseiten sich in demselben Stadium des Kurzschlusses befinden. Hieraus folgt, dass der zusätzliche Strom  $i_z$ , wenn nicht Unsymmetrien hinzutreten, in allen kurzgeschlossenen Spulen in demselben Moment der nämliche ist. Statt eine Dämpfung dieser Ströme  $i_z$  zu erreichen, unterstützen sich diese sogar, so dass man statt  $L_s$  in der obigen Differentialgleichung  $L + M$  einsetzen muss, wo man unter  $M$  den gegenseitigen Induktionskoeffizienten zweier kurzgeschlossenen Spulen zu verstehen hat, von welchen die eine von den positiven Bürsten und die zweite von den benachbarten negativen Bürsten kurzgeschlossen wird. Dies ist der Fall bei allen Wicklungen mit zwei Spulenseiten pro Nut, wenn  $y_1 \cong y_2$  ist und wenn  $\frac{K}{2p}$  eine ganze Zahl ist; denn in diesem

Falle haben zwei auf einander folgende Bürsten verschiedener Polarität dieselbe Lage gegenüber den Kollektorlamellen.

Sind durch die Bürsten gleicher Polarität gleichzeitig mehrere Spulen kurzgeschlossen, was möglich ist, wenn jede Bürste mehrere Kollektorlamellen bedeckt und liegen mehrere Spulenseiten in einer Nut, so werden die zusätzlichen Ströme dieser Spulenseiten sich gegenseitig beeinflussen; und da sich nun diese Spulen alle in verschiedenen Stadien des Kurzschlusses befinden, so wirken die in denselben fließenden zusätzlichen Ströme auf einander dämpfend.

Die Spulenseiten, die in derselben neutralen Zone gleichzeitig kurzgeschlossen werden, lassen sich oft in der Art paarweise zusammenfassen, dass die eine Spulenseite jedes Paares unter den positiven Bürsten und die andere unter den negativen Bürsten kommutiert wird, und dass in beiden Spulenseiten desselben Paares derselbe zusätzliche Strom fliesst. Dies ist aber auch nur möglich, wenn  $\frac{K}{2p}$  eine ganze Zahl ist.

In der Spule 1 Fig. 229 werden z. B. folgende EMKe von den zusätzlichen Strömen aller sechs kurzgeschlossenen Spulenseiten inducirt:

$$(L + M) \frac{di_z}{dt}$$

und

$$(M_I + M'_{II}) \frac{di_{zI}}{dt} + (M_{II} + M'_{II}) \frac{di_{zII}}{dt}$$

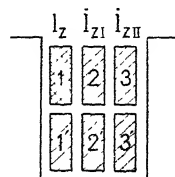


Fig. 229. Sechs kurzgeschlossene Spulenseiten in einer Nut.

Verläuft nun der zusätzliche Strom nach einer der in Figur 230 dargestellten Kurven, von welchen die erste oft bei Generatoren und die zweite häufig bei Motoren vorkommt, und befinden sich die drei Paar Spulenseiten an den mit 1, 2 und 3 markirten Stellen in der Kurzschlussperiode, so besitzen die letzten Glieder des obenstehenden Ausdruckes das entgegengesetzte Vorzeichen des ersten Gliedes, und die Summe der inducirten EMKe der zusätzlichen Ströme aller kurzgeschlossenen Spulen kann sich dem Werthe Null nähern. Das wird am ehesten für die Spule der Fall sein, die den Kurzschluss verlässt; denn kurz vor der Beendigung des Kurzschlusses besitzen alle  $i_z$ -Kurven einen Kulminationspunkt; deshalb steigt der zusätzliche Strom der benachbarten Spule, die in der Kurzschlussperiode etwas zurückliegt, an, während der Strom der betrachteten Spule im Sinken begriffen ist.

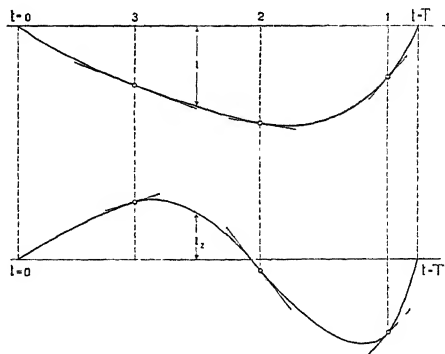


Fig. 230. Kurven des zusätzlichen Stromes  $i_z$  bei einem Generator u. Motor.

Wir sehen also, dass das gleichzeitige Kurzschliessen mehrerer Spulen einen dämpfenden Einfluss auf die zusätzlichen Ströme ausübt und dass daher die gesamte Däm-

pfung grösser ist als diejenige, welche man erhält, wenn die von den Strömen  $i_z$  der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen inducirten EMKe vernachlässigt werden und wenn nur der dämpfende Einfluss der kurzgeschlossenen Spulen selbst berücksichtigt wird, wie es in der obigen Differentialgleichung geschah.

Also ist in dem Falle, wo viele kurzgeschlossene Spulenseiten in derselben Nut liegen, das berechnete  $L_s \frac{di_z}{dt}$  zu gross. Man kann jedoch die EMKe, die von den zusätzlichen Strömen der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen inducirt werden, nicht dadurch berücksichtigen, dass man für  $L_s$  einen kleineren Werth einsetzt; denn wie später (S. 310) gezeigt werden soll, kann  $L_s$  für den Moment, in dem der Kurzschluss aufhört, nur die ursprüngliche Bedeutung

$$L_s = L - \Sigma \left( \frac{M^2}{L} \right)$$

oder

$$L_s = (L + M) - \Sigma \left( \frac{M^2}{L} \right) \text{ haben.}$$

Die Summe der inducirten EMKe

$$(M_I + M'_I) \frac{di_{zI}}{dt} + (M_{II} + M'_{II}) \frac{di_{zII}}{dt}$$

ist selten gross im Verhältniss zu  $e_z$  und kann von dieser Grösse subtrahirt werden, wenn man sie nicht vernachlässigen will.

## 78. Die elektrische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen.

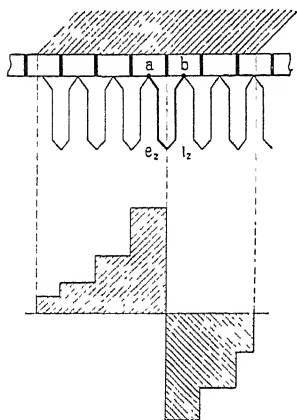


Fig. 231. Die Vertheilung der zusätzlichen Stromstärke einer Spule.

Es ist schwierig, diese Verkettung durch Rechnung zu berücksichtigen, deswegen soll hier nur der Verlauf einer solchen Rechnung angedeutet werden. Die betrachtete kurzgeschlossene Spule liegt zwischen den Punkten  $a$  und  $b$ , Fig. 231. Die Verbindungen dieser Punkte, die die Spule kurzschliesst, bestehen aus mehreren

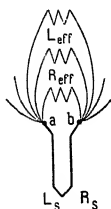


Fig. 232.

parallel geschalteten Leitungen, nämlich aus dem direkten Uebergang durch die Bürste und aus den vielen Wegen durch die übrigen kurzgeschlossenen Spulen und die Bürste. Zuerst muss der effektive

Widerstand  $R_{eff}$  und der scheinbare Selbstinduktionskoeffizient  $L_{eff}$  des gesamten Stromkreises zwischen den Punkten  $a$  und  $b$  berechnet werden; diese Grössen variiren mit der Bewegung der Spule relativ zur Bürste. Ferner müssen der Widerstand  $R_s$  der Spule, der scheinbare Selbstinduktionskoeffizient derselben und die in dieser inducirte EMK  $e_z$  bekannt sein; ist dies der Fall, so kann  $i_z$  aus der Differentialgleichung

$$e_z - (L_s + L_{eff}) \frac{di_z}{dt} - (R_{eff} + R_s) i_z = 0$$

bestimmt werden.

Alsdann vertheilt sich der zusätzliche Strom auf alle zwischen  $a$  und  $b$  parallelgeschalteten Stromzweige. In Fig. 231 ist die Stromdichtevertheilung des Stromes  $i_z$  in der Uebergangsschicht zwischen Bürste und Kollektor durch die schraffierte Fläche dargestellt. — Ein ähnliches Bild erhält man für jede Spule, und wenn man alle diese über einander lagert, bekommt man das wahre Bild der Stromdichtevertheilung unter der Bürste, herrührend von  $e_z$ .

## 79. Kommutation bei einer Bürstenbreite $b_r \leq \beta_r$ .

Da die Lösung der obigen allgemeinen Aufgabe sich nicht in eine endliche Form bringen lässt, wollen wir die Aufgabe in vereinfachter Form untersuchen, nämlich zunächst für den Fall, dass die Bürstenbreite gleich oder kleiner als die Lamellenbreite ist.

Mit Bezug auf Fig. 233 sind dann die Uebergangswiderstände für den Strom  $i_z$

$$\frac{R_k}{F_u'} \text{ und } \frac{R_k}{F_u''}$$

wobei wie früher

$$F_u' = \frac{t}{T} F_u \text{ und } F_u'' = \frac{T-t}{T} F_u.$$

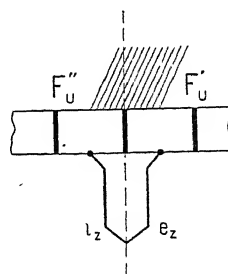


Fig. 233.

Der Widerstand des Kurzschlusskreises ist

$$\begin{aligned} r &= R_s + 2R_v + \frac{R_k}{F_u'} + \frac{R_k}{F_u''} = R + \frac{R_k}{F_u} T \left( \frac{1}{t} + \frac{1}{T-t} \right) \\ &= R + R_u T \left( \frac{1}{t} + \frac{1}{T-t} \right) \end{aligned}$$



also

$$e_z - L_s \frac{di_z}{dt} - i_z \left[ R + R_u T \left( \frac{1}{t} + \frac{1}{T-t} \right) \right] = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (74)$$

Das ist die Differentialgleichung von  $i_z$ .  $e_z$  können wir uns als eine Funktion ersten oder zweiten Grades von  $t$  gegeben denken.

Setzen wir

$$\frac{t}{T} = x \text{ so ist } dt = T dx$$

und wir erhalten

$$\frac{di_z}{dx} + i_z \left[ \frac{RT}{L_s} + \frac{R_u T}{L_s} \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{1-x} \right) \right] - \frac{e_z T}{L_s} = 0 \quad . \quad . \quad (75)$$

Setzen wir

$$\frac{RT}{L_s} = A_1 \quad \frac{R_u T}{L_s} = A$$

so erhalten wir die lineare Differentialgleichung

$$\frac{di_z}{dx} + i_z \left[ A_1 + A \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{1-x} \right) \right] - \frac{e_z T}{L_s} = 0.$$

Die Lösung lautet (stehendes e = Basis der nat. Log.)

$$i_z = e^{-\int [A_1 + A \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{1-x} \right)] dx} \cdot \left[ \int \frac{e_z T}{L_s} e^{\int [A_1 + A \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{1-x} \right)] dx} dx + C \right]$$

In unserem Falle ist

$$e^{-\int [A_1 + A \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{1-x} \right)] dx} = e^{-A_1 x} \cdot e^{-A \ln \frac{x}{1-x}} = e^{-A_1 x} \cdot \left( \frac{x}{1-x} \right)^{-A}$$

Indem wir nun dieses Glied auf die andere Seite bringen, erhalten wir

$$i_z \cdot e^{A_1 x} \left( \frac{x}{1-x} \right)^A = \int \frac{e_z T}{L_s} e^{A_1 x} \left( \frac{x}{1-x} \right)^A dx + C.$$

Um die Konstante  $C$  zu bestimmen, haben wir die Grenzbedingungen

$$x=0 \quad t=0 \quad i_z=0$$

$$0 \cdot 1 \cdot 0 = \int \frac{e_z T}{L_s} e^{A_1 x} \left( \frac{x}{1-x} \right)^A dx + C.$$

Da der Wert unter dem Integral für  $x=0$  verschwindet, muss

$$C=0 \quad \text{sein.}$$

Als Endresultat erhalten wir

$$i_z = e^{-A_1 x} \left( \frac{x}{1-x} \right)^{-A} \int_{x=0}^{x=x} \frac{e_z T}{L_s} e^{A_1 x} \left( \frac{x}{1-x} \right)^A dx \quad . \quad (76)$$

Wie W. A. P. im Electrical Review 1900 Seite 211 gezeigt hat, lässt sich dieses Integral leicht graphisch ermitteln. Auf diese Weise findet man für alle Werthe von  $x$  zwischen 0 und 1 die entsprechende Stromstärke  $i_z$ . An den Grenzen  $x=0$  und  $x=1$  wird  $i_z$  stets gleich Null, was später abgeleitet wird. Dividirt man  $i_z$  einmal mit  $F_u' = x F_u$  und ein anderes mal mit  $F_u'' = (1-x) F_u$ , so erhält man die von  $i_z$  herrührende zusätzliche Stromdichte der auflaufenden und ablaufenden Lamellen. Es ist

$$A = \frac{R_u T}{L_s} = \frac{R_k T}{L_s \cdot F_u} \quad \text{und} \quad \frac{1}{x \cdot F_u} = \frac{A \cdot L_s}{x \cdot R_k \cdot T}$$

$$A s_u' = \frac{i_z}{x F_u} = \frac{A}{R_k} e^{-A_1 x} \frac{(1-x)^A}{x^{A+1}} \int_{x=0}^{x=x} e_z e^{A_1 x} \left( \frac{x}{1-x} \right)^A dx \quad . \quad (77)$$

$$A s_u'' = \frac{i_z}{(1-x) F_u} = \frac{A}{R_k} e^{-A_1 x} \frac{(1-x)^{A-1}}{x^A} \int_{x=0}^{x=x} e_z e^{A_1 x} \left( \frac{x}{1-x} \right)^A dx \quad (78)$$

Die totale Stromdichte der auflaufenden bez. der ablaufenden Lamelle wird für  $b_r \leq \beta_r$ , d. h. wenn die Bürstenbreite höchstens gleich oder kleiner ist als die Lamellenbreite,

$$s_u' = s_u + A s_u'$$

$$s_u'' = s_u - A s_u''.$$

Wir sind nun im Stande, ein vollständiges Bild von  $s_u'$  und  $s_u''$  als Funktion der Kurzschlusszeit zu zeichnen.

Wie man durch Analyse der oben abgeleiteten Formeln sehen wird, liegen die am meisten gefährdeten Punkte in Bezug auf das Funken unter den zwei Spitzen der Bürsten, nämlich in den Momenten, wo die Bürste entweder auf eine Lamelle aufläuft oder eine solche verlässt. — Ferner wird man erkennen, dass ein zu starkes Feld ( $e_z > 0$ , also auch  $i_z > 0$ ) die Kommütierung beschleunigt und zum Ueberkommütiren führen kann, d. h.  $s_u''$  ändert sein

Vorzeichen und wird negativ, während ein zu schwaches Feld eine zu langsame Kommutierung bewirkt, weshalb die Stromstärke im letzten Momente durch die Vergrößerung des Uebergangswiderstandes an der ablaufenden Lamelle kommutiert wird, was zu einer starken Erwärmung und vielleicht zu Funken Anlass geben kann.

Für die Grenzwerte  $x=0$  und  $x=1$  werden  $i_z$  und  $\Delta s_u$  nach den Gleichungen 76, 77 und 78 entweder unbestimmt oder Null, weshalb man dieselben ausser durch die graphische Methode auch durch Grenzübergang bestimmen kann.

Zuerst betrachten wir den Moment  $t=0$  also  $x=0$ . In der obigen Gleichung 76 für  $i_z$  setzen wir  $x=x_0$ , wo  $x_0$  eine sehr kleine Grösse bedeutet.

In diesem Falle geht  $e_z$  in den konstanten Werth  $e_{z0}$  über; ferner werden  $1-x=1-x_0$  und  $e^{-A_1x}=e^{-A_1x_0}$  den Werth 1 annehmen, wenn  $x_0$  auf 0 herabsinkt.

Wir erhalten somit

$$i_{z(t=0)} = x_0 \left[ \int_0^{x=x_0} \frac{e_{z0} T}{L_s} x^A dx + C \right] = x_0 \frac{e_{z0} T}{L_s (A+1)} + \frac{C}{x_0^A}$$

Da für  $x=x_0=0$   $i_z=0$  ist, so muss die Integrationskonstante

$$C=0 \text{ sein}$$

und es wird

$$\Delta s_{u'(t=0)} = \frac{i_{z(x=0)}}{x_0 F_u} = \frac{1}{F_u} \frac{e_{z0} T}{L_s (A+1)}$$

oder

$$\Delta s_{u'(t=0)} = \frac{e_{z0}}{R_k \left(1 + \frac{1}{A}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (79)$$

während für die ablaufende Bürstenspitze

$$\Delta s_{u''(t=0)} = \frac{i_{z(x=0)}}{(1-x_0) F_u} = 0$$

ist.

Für  $t=T$  wird  $x=1$ ; für diesen Moment setzen wir  $x=x_T$ , wo  $x_T$  eine Zahl bedeutet, die sehr nahe bei 1 liegt; es wird nun  $(1-x_T)$  eine sehr kleine Zahl sein und wenn  $x_T$  in 1 übergeht, wird  $e_z$  den konstanten Werth  $e_{zT}$  annehmen. Aus Gleichung 75 folgt nun

$$\begin{aligned}
 i_z(t=T) &= e^{-A_1} \left( \frac{1}{1-x_T} \right)^{-A} \left[ \int_{x_1}^{x=x_T} \frac{e_z T}{L_s} e^{A_1} \left( \frac{1}{1-x} \right)^A dx + C \right] \\
 &= e^{-A_1} \left( \frac{1}{1-x_T} \right)^{-A} \left\{ \left[ \frac{e_z T}{L_s} e^{A_1} \left( \frac{1}{1-x} \right)^{A-1} \cdot \frac{1}{A-1} \right]_{x_1}^{x=x_T} + C \right\} \\
 i_z(t=T) &= \left[ \frac{e_z T}{L_s(A-1)} (1-x_T) + C e^{-A_1} \left( \frac{1}{1-x_T} \right)^A \right]_{x_1=1}
 \end{aligned}$$

Die Integrationskonstante  $C$  lässt sich durch Reihenentwicklung nach hypergeometrischen Funktionen fortschreitend finden.<sup>1)</sup> Es ist

$$C = -\frac{T\pi}{L_s \sin \tau \pi} (E K_1 + H T K_2)$$

worin, wenn  $H$  eine Konstante und  $E$  den Werth der kommutirenden EMK zur Zeit  $t=0$  bezeichnet,

$$E + HT = e_{zT}$$

$$K_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_1^n}{n!} \cdot \frac{A(A+1) \dots (A+n)}{(n+1)!}$$

$$K_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_1^n}{n!} \cdot \frac{A(A+1) \dots (A+n+1)}{(n+2)!}$$

Es zeigt sich, dass  $C$  im allgemeinen von 0 verschieden ist.

Für  $C \leq 0$  wird

$$i_z(t=T) = 0 \quad \text{wenn } A > 0.$$

Nun ist die Bedingung  $A = \frac{R_u T}{L_s} > 0$  stets erfüllt. Der Strom  $i_z$  ist also zur Zeit  $t=T$  stets gleich Null.

Für die auflaufende Bürstenspitze wird die Stromdichte

$$A s_u'(t=T) = \frac{i_z(t=T)}{x_T F_u} = 0$$

während wir für die ablaufende Bürstenspitze erhalten

<sup>1)</sup> E. T. Z. 1899 Seite 97 u. f. E. Arnold und G. Mie. Theorie der Kommutation.  $C$  ist dort eine ähnliche Konstante wie die hier mit  $K$  bezeichnete.

$$A s''_{u(t=T)} = \frac{i_z(t=T)}{(1-x_T) F_u} = \frac{1}{F_u} \left\{ \frac{e_z T \cdot T}{(A-1) L_s} + C e^{-(A-1)x_T} \right\} \quad \text{für } x_T = 1$$

woraus hervorgeht, dass

$$A s''_{u(t=T)} = \frac{e_z T}{R_k \left(1 - \frac{1}{A}\right)} \quad \text{für } A > 1 \quad . \quad (80)$$

$$A s''_{u(t=T)} = \infty \quad \text{für } A \leq 1.$$

Im letzteren Falle würde also die Stromdichte unter der ablaufenden Bürstenspitze unendlich gross werden. Thatsächlich wird dieser Fall niemals eintreten, denn sobald die Stromdichte ein gewisses Mass überschreitet, beginnt die Funkenbildung. Nun haben Messungen des Verfassers gezeigt, dass der aus dem Spannungsabfall berechnete Widerstand  $R_u$  der Uebergangsschicht mit der Funkenbildung sehr rasch zunimmt und schon bei geringer Funkenbildung auf das 10 bis 20fache des ursprünglichen Werthes anwächst. Die Bedingung

$$\frac{R_u T}{L_s} > 1$$

wird daher unter allen Umständen erfüllt sein.

## 80. Beispiele für die Kommutation bei einer Bürstenbreite $b_r \leq \beta_r$ .

Nehmen wir an

$$i_a = 100 \text{ Ampère}, \quad T = 0,001 \text{ Sek.}, \quad R_u = 0,005 \text{ Ohm},$$

$$R = R_s + 2 \frac{\beta_r}{b_r} R_v = 0,0025 \text{ Ohm}, \quad \beta_r = b_r,$$

$$L_s = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ Henry} \quad \text{und} \quad L + \Sigma(M) = 5,0 \cdot 10^{-6} \text{ Henry},$$

woraus folgt  $A = 2 \quad A_1 = 1$

so sei für diese Annahmen erstens das nöthige kommutirende Feld, um einen geradlinigen Verlauf des Kurzschlussstromes zu erhalten, auszurechnen.

Zur Zeit  $t$  muss nach Gleichung 70 sein

$$e_k = 2 i_a \left[ \frac{L + \Sigma(M)}{T} + R \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) \right]$$

$$= 200 \left[ \frac{5,0 \cdot 10^{-6}}{0,001} + \frac{0,0025}{0,001} t - \frac{0,0025}{2} \right]$$

$$= 0,75 + 500 t.$$

Für  $t=0$  wird

$$e_k(t=0) = 0,75$$

und für  $t=T$

$$e_k(t=T) = 1,25$$

Ein dieser EMK  $e_k$  entsprechendes Feld kann bei einem Generator erhalten werden. Dagegen werden wir sehen, dass bei einem Motor das kommutirende Feld mit der Zeit abnehmend statt zunehmend ist. Läuft die obige Maschine deswegen als Motor, so wird

$$e = 1,25 - 500 t,$$

indem  $e_{(t=0)} = 1,25$  Volt und  $e_{(t=T)} = 0,75$  Volt.

Und da

$$e_k = 0,75 + 500 t,$$

wird die zusätzliche EMK für den Motor

$$e_z = e - e_k = 0,5 - 1000 t$$

und von dieser wird der Strom erzeugt

$$i_z = e^{-A_1 x} \cdot \left( \frac{x}{1-x} \right)^{-A} \int_{x=0}^{x=x} \frac{e_z T}{L_s} e^{A_1 x} \cdot \left( \frac{x}{1-x} \right)^A dx$$

$$= e^{-x} \cdot \left( \frac{x}{1-x} \right)^{-2} \int_{x=0}^{x=x} e_z \cdot 400 e^x \cdot \left( \frac{x}{1-x} \right)^2 dx$$

Da  $A$  hier gleich 2, also grösser als Null ist, wird  $i_z$  an den Grenzen  $x=0$  und  $x=1$  zu Null, und die Zwischenwerthe können durch graphische Integration ermittelt werden, wie in Fig. 234 gezeigt ist.

Man verfährt am besten tabellarisch. In den ersten Kolonnen der Tabelle stehen die Werthe von  $x$ ,  $e_z$ ,  $e_z \frac{T}{L_s}$ ,  $e^x \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$  und  $\frac{e_z T}{L_s} e^x \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$  für jedes Zehntel der Kurzschlussperiode. Die

beiden letzten Grössen sind als Funktionen von  $x$  graphisch abgetragen. Für die kleinen  $x$  wurde ein grösserer Massstab (Kurven  $a$  und  $b$ ) als für die grösseren  $x$  (Kurven  $c$  und  $d$ ) gewählt, damit man genauer integrieren kann. Mittels eines Planimeters wird nun  $\int_{x=0}^{x=\epsilon} e_z + 400 e_x \left( \frac{x}{1-x} \right)^2 dx$  ermittelt und durch  $e^x \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$

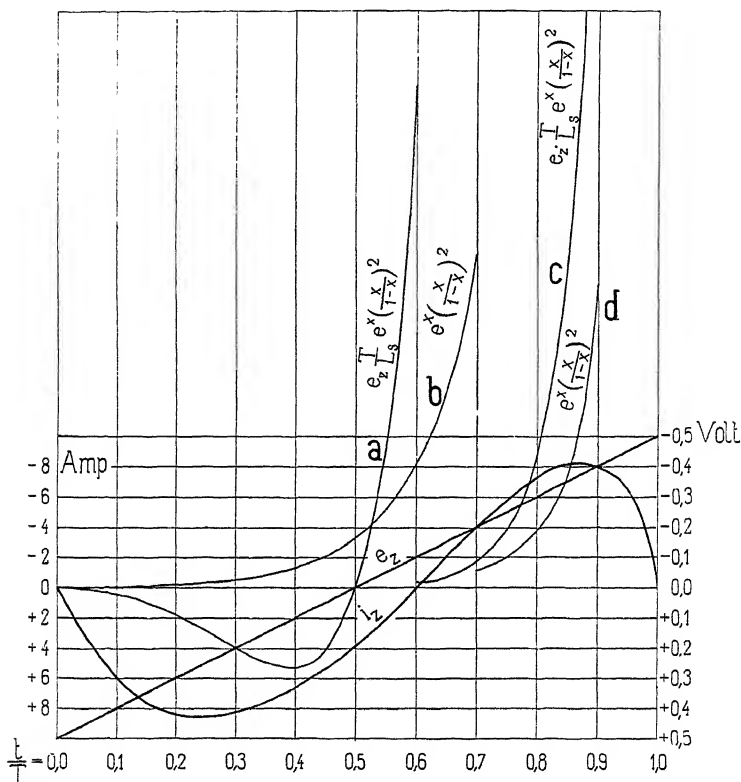


Fig. 234.

geteilt, welcher Quotient gleich  $i_z$  ist. Da  $e_z \cdot 400 e_x \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$  und  $e^x \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$  sowohl bei den kleinen wie bei den grösseren  $x$  ungefähr in derselben Grösse abgetragen sind, so wird man über die ganze Kurzschlussperiode  $i_z$  mit annähernd derselben Genauigkeit bestimmen können. In der Tabelle und der Figur sind ferner  $e_z$  und  $i_z$  eingetragen;  $i = i_k + i_z$  ist demnach leicht zu bestimmen.

Tabelle zur graphischen Ermittlung des zusätzlichen Stromes.

$x$ . . .	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$e_z$ . . .	0,5	0,4	0,3	0,2	0,1	0	— 0,1	— 0,2	— 0,3	— 0,4	— 0,5
$T$	200	160	120	80	40	0	— 40	— 80	— 120	— 160	— 200
$e_z \frac{T}{L_s}$ . . .											
$x$	1	1,105	1,221	1,349	1,492	1,648	1,822	2,013	2,220	2,460	2,718
$c$ . . .											
$e \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$ . .	0	0,0138	0,0756	0,2480	0,6660	1,640	4,11	11,0	37,2	199,7	$\infty$
$T^x e \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$ .	0	2,206	9,0	19,8	26,4	0	— 164,3	— 880	— 4460	— 32000	$\infty$
$e_z \frac{T^x}{L_s} e \left( \frac{x}{1-x} \right)^2$ .	0	0,084	0,634	2,044	4,408	6,368	1,64	— 45,23	— 271	— 1556	
$\int_{x=0}^{x=x} 400 e_z e \left( \frac{x}{1-x} \right)^2 dx$	0	6,085	8,39	8,25	6,625	3,886	0,4	— 4,1	— 7,3	— 7,8	0
$i_z$ . . .											
$i$ . . .	— 100	— 73,92	— 51,61	— 31,75	— 13,38	3,89	20,4	36,9	52,7	72,2	100



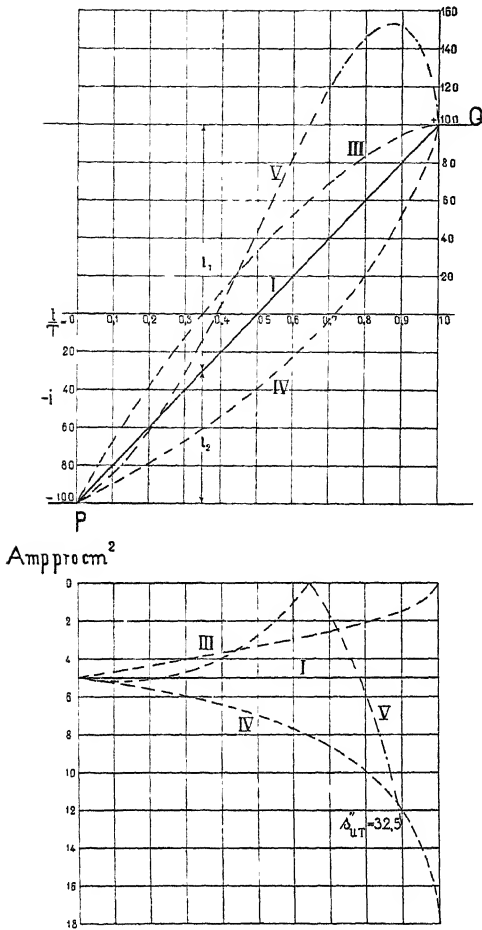


Fig. 235. Kurzschlussstromkurven und Stromdichten der ablaufenden Lamelle bei Generatoren für verschiedene Werthe der kommutirenden EMK.

Ferner sind für dieselben Konstanten und mehrere interessante Felder die Kurzschlussstromkurven gerechnet; diese Fälle sind mit den zwei schon behandelten durch die Kurven der Fig. 235 und 236 dargestellt.

Die Kurve I stellt den Fall eines geradlinig verlaufenden Kurzschlussstromes dar. Die Kurve III erhält man unter der Voraussetzung eines solchen Feldes, dass im letzten Momente des Kurzschlusses die Stromdichte Null wird, d. h.

$$s''_{uT} = s_u - \Delta s''_{uT} = 0$$

also

$$\frac{2i_a}{F_u} - \frac{e_z T}{R_k \left(1 - \frac{1}{A}\right)} = 0$$

oder

$$\frac{2i_a R_u}{R_k} - \frac{e_z T}{R_k \left(1 - \frac{1}{A}\right)} = 0$$

$$e_z T = 2i_a R_u \left(1 - \frac{1}{A}\right)$$

und

$$e_T = e_k T + e_z T = 2i_a \left( \frac{L + \Sigma(M)}{T} + R_u + \frac{R}{2} - \frac{L_s}{T} \right)$$

$$e_T = 2i_a \left( \frac{L + \Sigma(M) - L_s}{T} + R_u + \frac{R}{2} \right). \quad . \quad . \quad (81)$$

In diesem Falle wird somit

$$e_T = 200 \left( \frac{2,5 \cdot 10^{-6}}{0,001} + 0,005 + 0,00125 \right) \\ = 200 \cdot 0,00875 = 1,75 \text{ Volt.}$$

Machen wir ferner die Annahme, dass  $e = e_k + e_z$  konstant und gleich 1,75 Volt sei, so wird

$$e_z = 1,00 - 500 t.$$

Das kommutirende Feld muss also bei dem Verlauf des Stromes nach Kurve III stärker sein als bei dem geradlinigen Verlauf.

Gehen wir nun nach der anderen Richtung und nehmen ein schwaches kommutirendes Feld an, z. B. während der ganzen Periode gleich Null, so bekommt man die Stromkurve IV, die unterhalb der geraden Linie (Kurve I) liegt. Im letzten Moment der Periode wird die Stromdichte beträchtlich; denn hier ist  $-\Delta s_u''$  positiv. Diese grössere Stromdichte rührt her von der Potentialdifferenz zwischen den benachbarten Kollektorlamellen unter der Bürste, welche Differenz nöthig ist, um die Kommutirung zu vollenden, weil das Feld zu schwach ist. — Wir sehen somit, dass ein schwaches kommutirendes Feld, d. h.  $e_z$  negativ, den Kommutirungsvorgang verzögert und eine Kommutirung bewirkt, die nur durch die Vorgänge unter den Bürsten vollendet werden kann; dadurch werden aber die Uebergangsverluste grösser und der Kollektor wärmer; unter Umständen kann die Erwärmung oder die grosse Stromdichte die Bürstenspitzen zum Feuern bringen.

Kurve V ist die Stromkurve eines Generator, welche einem zu kräftigem Felde,  $e = 5000 t$  entspricht. Der Strom wird zu schnell kommutirt und zuletzt überkommutirt, so dass zwischen den Kollektorlamellen, welche unter den Bürsten liegen, Spannungsdifferenzen entstehen, die von dem zu starken Felde erzeugt werden. Diese Spannungsdifferenzen vergrössern die Verluste am Kollektor, was durch die Wahl eines richtigen Feldes vermieden werden kann.

In Fig. 236 sind Stromkurven dargestellt, die bei Motoren auftreten können. Die Kurve II entspricht demselben Felde wie die Kurve I; nur läuft in diesem Falle die Maschine als Motor. Aus der Stromkurve selbst sieht man direkt, dass das Feld am Anfang zu stark und in dem letzten Theil der Periode zu schwach ist.

Der Kurve VI entspricht dasselbe Feld, wie es für die Kurve V benutzt wurde; nur läuft in diesem Falle die Maschine als Motor statt als Generator. Am Anfang ist das Feld viel zu stark, und in solchen Fällen muss  $\Delta s_u' (t=0)$  kontrollirt werden; denn sonst läuft man Gefahr, dass an der auflaufenden Ecke der Bürste

Funken entstehen. Das Feld nimmt aber rapid ab und wird zuletzt zu klein, weshalb die Stromkurve nach der rapiden Ansteigung mehr und mehr horizontal verläuft, um im letzten Momente

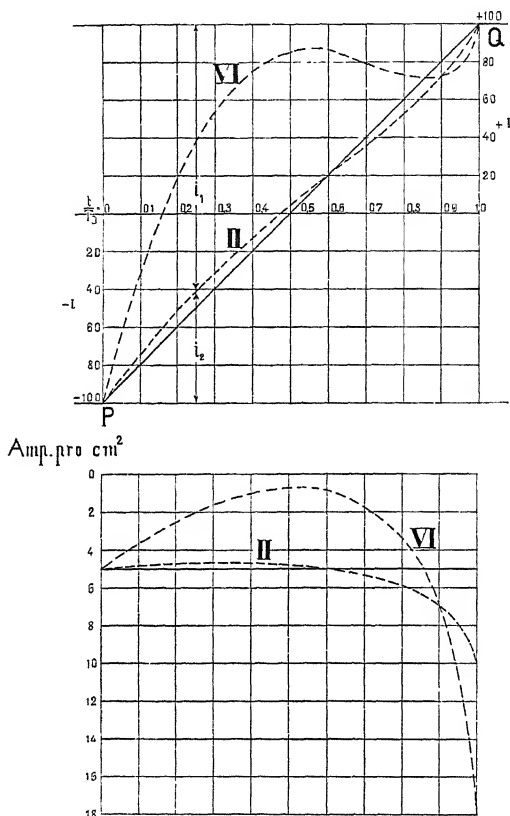


Fig. 236. Kurzschlusskurven und Stromdichten der ablaufenden Lamelle bei Motoren für verschiedene Werthe der kommutirenden EMK.

schnell zu dem Endwerthe anzusteigen, so dass  $\Delta s_u''$  auch einen beträchtlichen Werth annehmen kann und deswegen kontrollirt werden muss. In den Fig. 235 und 236 sind die Stromdichten der ablaufenden Lamelle, die proportional  $\frac{i}{T-t}$  sind, graphisch dargestellt.

In der Fig. 237 sind etwas abnormale Verhältnisse gewählt,  $e = 10\,000\,t$ ; für alle drei Kurven ist dieses Feld benutzt, welches sehr steil ansteigt. Deswegen zeigt die Kurve VII, die sich

auf einen Generator bezieht, und für welche die Kommutierung in der neutralen Zone beginnt, eine sehr starke Ueberkommutierung.  $\Delta s''_u T$  ist sehr gross, so dass dieser Fall nicht viel günstiger ist als diejenigen, wo  $A < 1$  und  $\Delta s''_u T = \infty$  ist.

Die Kurve VIII gilt für die Maschine als Motor und ein Aufhören der Kommutierung in der neutralen Zone; hier ist  $\Delta s''_u t = 0$ , sehr gross und die Stromstärke geht rapid in die Höhe, um einen Maximalwerth grösser als 100 Ampère zu erreichen, wieder zu sinken und noch einmal im letzten Moment auf 100 Ampère anzusteigen. — Man sieht hier, dass der Strom, trotz des kräftigen Feldes, doch am Schluss der Kommutierung von einem zu kleinen Werth auf den Endwerth ansteigt, weil  $e_T$  kleiner ist als die EMK, welche nöthig ist, um  $s''_u$  im Momente  $t = T$  gleich Null zu machen.

Die grosse Feldstärke am Anfang der Kommutierung bewirkt eine grosse Spannungsdifferenz zwischen den Lamellen unter der Bürste, die Wärme erzeugt. Man wird in solchen Fällen Funken unter der auflaufenden Ecke der Bürste erhalten. Im letzten Theil der Periode ist das Feld schwach und die Kommutierung verläuft günstig.

Der Verlauf der Stromkurve in irgend einem Momente der Kommutierung ist hauptsächlich von dem in diesem Momente herrschenden Werthe  $e_z$  abhängig. In Fig. 234 hat  $i_z$  auch der Natur nach eine ähnliche Form wie  $e_z$ , nur ist  $i_z$  gezwungen, für  $t = 0$  und  $t = T$  durch Null zu gehen.

Die Kurve IX bezieht sich wieder auf einen Generator und

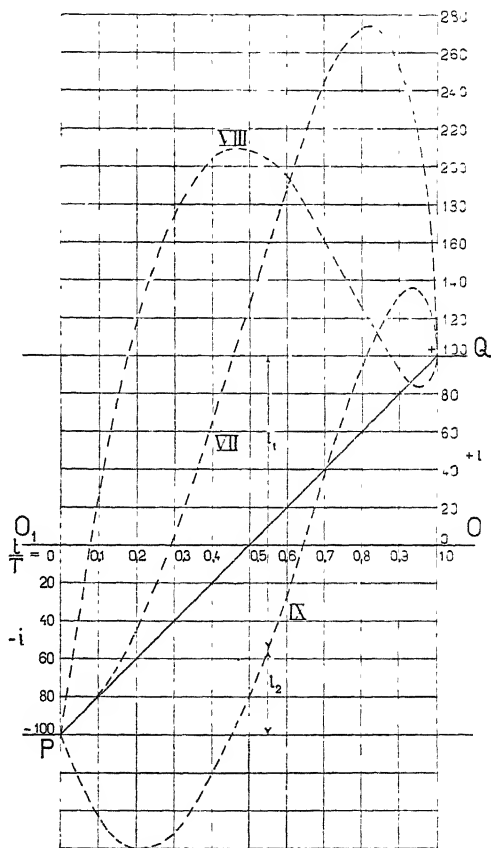


Fig. 237. Kurzschlusskurven für an der Kommutierungszone sehr steil verlaufenden Feldkurven.

ein Feld, dass gleich steil ansteigt wie dasjenige von Kurve VII, dagegen ist die Bürste so verschoben, dass die Mitte derselben mit der neutralen Zone zusammenfällt. Aus dieser Kurve ist ersichtlich, dass infolge der anfänglichen Unterkommutierung eine nicht mehr so starke Ueberkommutierung eintreten kann.

In den eben behandelten Beispielen wurde  $2i_a = 200$  Ampère und  $R_u = 0,005$  Ohm gewählt, so dass der Spannungsabfall unter einer Bürste bei konstanter Stromdichte  $2J_a R_u = 1$  Volt ausmacht, welche Grösse bei Kohlenbürsten üblich ist.

Ersetzen wir nun die Kohlenbürsten durch Kupferbürsten und wählen die Stromdichte dreimal grösser als im ersten Falle, so wird  $R_u$  doch ca. zehnmal kleiner als der frühere Werth werden.

Es ist nun  $R_u = 0,0005$  Ohm, so dass

$$A = 0,2$$

wird, während

$$e_k = 0,75 + 500 t \text{ Volt}$$

bleibt wie früher.

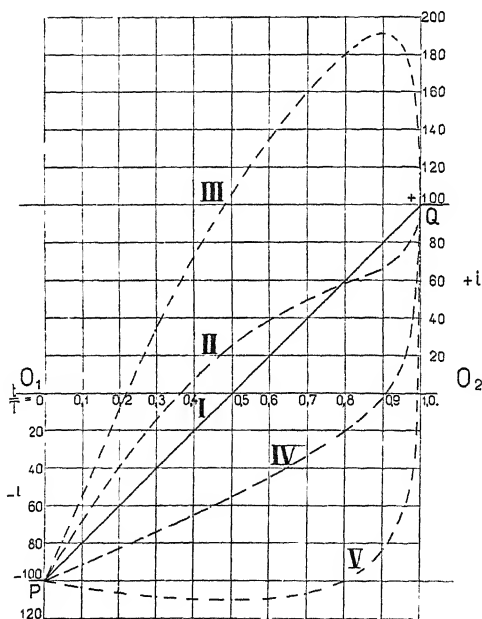


Fig. 238. Kurzschlussstromkurven für verschiedene Werthe der kommutirenden EMK bei  $A = 0,2$  und Kupferbürsten.

Für diese Annahme sind nun die Stromkurven wieder ermittelt und zwar (siehe Figur 238)

Kurve I für  $e = e_k = 0,75 + 500 t$  Volt (Generator)

d. h.  $e_z = 0$  und  $s_u = \text{konstant}$ ;

Kurve II für  $e = 1,25 - 500 t$  Volt (Motor)

$e_z = 0,5 - 1000 t$  Volt;

Kurve III für  $e = 1,75$  Volt

$e_z = 1,0 - 500 t$  Volt;

Kurve IV für  $e = 0,375 + 250 t$  Volt;

das Feld ist halb so stark wie das für  $e_k$  nöthige.

$e_z = -0,375 - 250 t$  Volt

und Kurve V für  $e = 0$  (kein kommutirendes Feld)

$e_z = -0,75 - 500 t$  Volt.

Um den Einfluss der Grösse  $A$  auf den Kommutirungsvorgang deutlich zu zeigen, sind die zusätzlichen Ströme  $i_z$  unter Voraussetzung desselben Werthes von  $A_1 = 1$  und  $\frac{e_z T}{L_s}$  für vier verschiedene Werthe von  $A$ , nämlich

$$A = 0,2 \quad A = 0,5$$

$$A = 2 \quad \text{und} \quad A = 20$$

berechnet worden. In allen vier Fällen hat man einen geradlinig verlaufenden Kommutirungsstrom, wenn

$$\frac{e_k T}{L_s} = 300 + 200 x.$$

Den Berechnungen  $i_z$  sind dieselben kommutirenden Felder zu Grunde gelegt, die für die Kurven II, III und V Fig. 235 u. 236 benutzt wurden.

$$\text{Für Kurve II ist } \frac{e_z T}{L_s} = 200 - 400 x$$

$$\text{„ „ III „ } \frac{e_z T}{L_s} = 400 - 200 x$$

$$\text{und „ „ V „ } \frac{e_z T}{L_s} = -300 - 200 x.$$

Die Werthe von  $i_z$  sind in den folgenden drei Tabellen zusammengestellt.

$$i_z \text{ für } \frac{e_z T}{L_s} = 200 - 400x \text{ und } A_1 = \frac{RT}{L_s} = 1.$$

$A = \frac{R_u T}{L_s}$	$x$										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,2	0	11,2	21,1	26,3	27,2	25,4	18,4	9,8	-1,3	-13,3	0
0,5	0	10,3	17,4	20,5	19,7	16	10,0	1,9	-7,0	-15,7	0
2,0	0	5,3	8,9	8,3	7,0	4,0	0,4	-4,1	-7,3	-7,8	0
20	0	0,7	0,95	0,85	0,51	0,04	-0,46	-0,82	-0,85	-0,74	0

$$i_z \text{ für } \frac{e_z T}{L_s} = 400 - 200x \text{ und } A_1 = \frac{RT}{L_s} = 1.$$

$A = \frac{R_u T}{L_s}$	$x$										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,2	0	23,2	52,0	74,6	92,0	105,0	113,7	119,0	120,0	111,0	0
0,5	0	20,2	42,6	59,0	70,4	78,8	83,4	83,5	77,0	65,0	0
2,0	0	12,1	21,4	27,6	31,6	33,0	32,4	28,8	23,0	14,0	0
20	0	1,64	2,78	3,48	3,75	3,71	3,38	2,75	1,95	1,07	0

$$i_z \text{ für } \frac{e_z T}{L_s} = -300 - 200x \text{ und } A_1 = \frac{RT}{L_s} = 1$$

$A = \frac{R_u T}{L_s}$	$x$										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,2	0	-24,0	-46,4	-68,5	-90	-110	-129	-147	-160	-164	0
0,5	0	-15,7	-35,3	-52,8	-68,7	-84,7	-98,2	-108,1	-110,3	-99,0	0
2,0	0	-10,0	-19,0	-27,0	-34,0	-39,4	-42,8	-43,3	-39,3	-28	0
20	0	-1,37	-2,61	-3,65	-4,41	-4,89	-4,95	-4,63	-3,72	-2,28	0

Aus diesen Beispielen geht deutlich hervor, dass die Form der Kurzschlussstromkurve hauptsächlich von  $e_z$  abhängt.

Die Grösse  $A$  hat einen bedeutenden Einfluss auf die Grösse der Abweichung der Stromkurve von der geraden Linie, d. h. auf den zusätzlichen Strom  $i_z$ , aber nicht im gleichen Masse bei allen Kurven. Z. B. weichen die Kurven II, die sich auf Motoren beziehen, nicht stark von einander ab, so dass für dieses Feld die Grösse  $A$  eine weniger bedeutende Rolle spielt.

Der zusätzliche Strom nimmt langsamer oder höchstens gleich so schnell ab, als  $A$  wächst, so dass  $i_z$  nicht ganz umgekehrt proportional  $A$  gesetzt werden kann. Durch Multiplikation von  $\frac{e_z T}{L_s}$  mit einer Konstanten erhält man einen Ausdruck, mit welchem  $i_z$  direkt

wächst, so dass ein grosser Werth von  $\frac{e_z T}{L_s}$  grosse zusätzliche Ströme liefert.

Also soll einerseits

$$A = \frac{R_u T}{L_s} \text{ gross}$$

und andererseits  $\frac{e_z T}{L_s}$  möglichst klein sein,

damit  $i_z$  klein bleiben kann.

Um auch den Einfluss von  $A_1$  auf die Grösse der zusätzlichen Stromstärke zu bestimmen, ist  $i_z$  für  $A=0,5$  und unter Annahme derselben Werthe von  $\frac{e_z T}{L_s}$  wie oben berechnet worden, indem einmal  $A_1=0,25$  und das zweite Mal  $A_1=1,0$  gehalten wurde.

Das Resultat ist in den folgenden Tabellen zusammengestellt und sagt aus, dass je grösser  $A_1$  ist, desto kleiner wird  $i_z$ . Der Einfluss von  $A_1$  auf  $i_z$  ist jedoch nicht gross.

$$i_z \text{ für } \frac{e_z T}{L_s} = 200 - 400x \text{ und } A = 0,5$$

$A_1$	$x$										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
1,25	0	10,5	18,1	22,0	22,6	19,4	14,0	5,2	-4,9	-14,5	0
1	0	10,3	17,4	20,5	19,7	16,0	10,0	1,9	-7,0	-15,7	0

$$i_z \text{ für } \frac{e_z T}{L_s} = 400 - 200x \text{ und } A = 0,5$$

$A_1$	$x$										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,25	0	22,2	44,8	63,6	79,2	91,2	98,4	100,8	95,2	81,6	0
1	0	20,2	42,6	59,0	70,4	78,8	83,4	83,5	77,0	65,0	0

$$i_z \text{ für } \frac{e_z T}{L_s} = -300 - 200x \text{ und } A = 0,5$$

$A_1$	$x$										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,25	0	-16,8	-38,0	-58,8	-79,2	-97,6	-119,2	-127,2	-132,0	-107,2	0
1	0	-15,7	-35,3	-52,8	-68,7	-84,7	-98,2	-108,1	-110,3	-99,0	0



Wenn wir nun alles zusammenfassen, so ergibt sich, dass  $R_u$  möglichst gross und  $e_z$  möglichst klein sein soll, während  $T$  und  $L_s$  direkt keinen grossen Einfluss auf die Grösse von  $i_z$  haben.

Es sollen daher  $R$  und  $T$  so gewählt werden, dass  $e_z$  möglichst klein wird d. h.  $e \simeq e_k$  wird (siehe Gleichung 70).

Was  $L_s$  anbetrifft, kann nichts Direktes im Bezug auf den Einfluss desselben auf  $i_z$  gesagt werden. Dagegen haben wir Seite 289 gesehen, dass eine grosse gegenseitige Induktion zwischen den gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen auf einen möglichst geradlinigen Verlauf des Kurzschlussstromes einwirkt. Soll aber  $\Sigma M$  gross sein, so wird  $L_s$  klein. Ferner darf  $L_s$  eine gewisse Grösse nicht überschreiten, damit nicht im letzten Momente der Kurzschlussperiode die Stromdichte sehr gross wird.

Es soll wenigstens

$$A = \frac{R_u T}{L_s} > 1$$

und da für diesen Fall

$$\Delta s_u'' = \frac{e_z T}{R_k \left(1 - \frac{1}{A}\right)},$$

so nimmt  $\Delta s_u''$  nicht stark ab, wenn man auch z. B.  $A$  von 2 auf 20 erhöht.

Es hat also keinen Werth bei der Dimensionirung von Dynamos sehr grosse Werthe von  $A$  anzustreben.

### 81. Kommutation bei einer Bürstenbreite $b_r > \beta_r$ .

Da im allgemeinen die Bürstenbreite viel grösser als die Lammellenbreite ist, so ist es von Interesse, diesen Fall etwas genauer zu betrachten. Wie leicht einzusehen ist, wird man bei breiten Bürsten dasselbe Resultat wie bei schmalen Bürsten erhalten, nämlich dass ein positives  $e_z$  (starkes Feld) die Kommutirung beschleunigt, während ein schwaches Feld die Kommutirung verspätet. Die Wirkungen des Feldes auf den Strom  $i_z$  werden durch die elektrische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen verstärkt, weil die Ströme aller Spulen sich summiren; dagegen werden die Ströme durch die magnetische Verkettung geschwächt. Die kritischen Punkte in Bezug auf die Stromdichte liegen unter den Bürstenspitzen, und da die Zustände unter diesen sich viel einfacher rechnerisch verfolgen lassen als die unter den Bürstenmitten, wo selten

eine Gefahr vorhanden ist, so werden wir uns auf die ersteren beschränken.

1. Die Vorgänge unter der ablaufenden Bürstenspitze. Setzen wir voraus, dass die Bürstenbreite sehr gross ist, so ist der Uebergangswiderstand (Fig. 231) auf der Seite  $F_u'$  jetzt grösser als

$$\frac{R_k}{x \cdot \bar{F}_u};$$

er muss aber kleiner bleiben als der Uebergangswiderstand für eine einfache Lamellenbreite, welcher

$$= \frac{b_r R_k}{x \cdot \beta_r F_u}.$$

Wir setzen denselben

$$= \frac{g \cdot R_k}{x \cdot F_u} = R_u \frac{g}{x},$$

$$\text{wo } \frac{b_r}{\beta_r} > g > 1.$$

Nach Gl. 75 können wir für den letzten Moment des Kurzschlusses nun schreiben

$$\frac{di_z'}{dx} + i_z \left[ \frac{RT}{L_s} + \frac{R_u T}{L_s} \left( \frac{1}{1-x} + \frac{g}{x} \right) \right] - \frac{e_z T}{L_s} = 0.$$

$\frac{g}{x}$  bleibt für den betrachteten Moment gegenüber  $\frac{1}{1-x}$  und  $\frac{RT}{L_s}$  gegenüber  $\frac{R_u T}{L_s} \frac{1}{1-x}$  vernachlässigbar, und man erhält

$$\frac{di_{zT}}{dx} + \frac{R_u T}{L_s} \cdot \frac{i_{zT}}{1-x} - \frac{e_z T}{L_s} = 0.$$

Wir haben früher gesehen, dass, wenn diese Differentialgleichung einen endlichen Werth für  $\frac{di_{zT}}{dx}$  ergeben soll,  $A = \frac{R_u T}{L_s} > 1$  sein muss.

Da  $\frac{i_{zT}}{x-1}$  an der Grenze gleich  $\frac{di_{zT}}{dx}$  wird, so kann daher die Forderung, eine endliche Stromdichte  $\Delta s_u''$  zu erhalten, nur erfüllt werden, wenn

$$\frac{di_{zT}}{dx} < \frac{R_u T}{L_s} \frac{i_{zT}}{x-1}.$$

oder da  $T dx = dt$

$$L_s \frac{di_{zT}}{dt} < \frac{R_u}{x-1} i_{zT} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (82)$$

d. h. die EMK der scheinbaren Selbstinduktion des zusätzlichen Stromes im Momente  $t=T$  soll kleiner sein als die von dem zusätzlichen Strom erzeugte Potentialdifferenz zwischen der Bürstenspitze und den ablaufenden Lamellen. Ist dies nicht der Fall, so erhält man einen Oeffnungsfunken.

Hieraus ist es direkt einleuchtend, dass  $L_s$  nur die Bedeutung

$$L_s = (L + M) - \Sigma \left( \frac{M^2}{L} \right)$$

haben kann; denn alle dämpfenden Wirkungen, die davon herühren, dass die übrigen kurzgeschlossenen Spulenseiten einen zusätzlichen Strom führen, haben keinen direkten Einfluss auf den Verlauf von  $i_z$  im Momente des Aufhörens des Kurzschlusses, sondern nur einen indirekten Einfluss, indem  $e_{zT}$  davon beeinflusst wird und zwar um

$$(M_I + M_I') \frac{di'_{zI}}{dt} + (M_{II} + M_{II}') \frac{di'_{zII}}{dt}$$

verkleinert wird.  $i'_{zI}$  und  $i'_{zII}$  sind die zusätzlichen Ströme, die fließen würden, wenn diese Ströme sich nicht gegenseitig beeinflussten, d. h. die Ströme, die sich aus der Differentialgleichung für  $i_z$  ergeben würden, wenn die von  $i'_{zI}$  und  $i'_{zII}$  inducirten EMKe in  $e_z$  nicht berücksichtigt werden.

Die dämpfenden Wirkungen der Ströme  $i'_{zI}$  und  $i'_{zII}$  sind klein im Verhältniss zu  $e_{zT}$  und können ruhig in allen folgenden Rechnungen vernachlässigt werden; denn  $e_{zT}$  kann nicht ganz genau ermittelt werden und wird eher zu klein als zu gross ausfallen. Deswegen hat eine kleine Korrektur in  $e_{zT}$  keine Bedeutung.

Da die obige Differentialgleichung für  $\Delta s_u''_{(t=T)}$  durch Grenzübergang dasselbe Resultat ergiebt, welches früher erhalten wurde für den Fall, dass  $b_r \leq \beta_r$  ist, so kann als Endresultat für alle Bürstenbreiten geschrieben werden

$$\Delta s_u''_{(t=T)} = \frac{e_{zT}}{R_k \left( 1 - \frac{1}{A} \right)} \quad \text{für } A > 1 \quad (83)$$

$$\text{und } \Delta s_u''_{(t=T)} = \infty \quad \text{für } A \leq 1.$$

2. Die Vorgänge unter der auflaufenden Bürstenspitze lassen sich in ähnlicher Weise behandeln, und die hier an der Grenze geltende Differentialgleichung

$$\frac{di_{zo}}{dx} + \frac{R_u T}{L_s} \cdot \frac{i_{zo}}{x} - \frac{e_{zo} T}{L_s} = 0$$

giebt durch Grenzübergang, da  $\frac{i_{zo}}{x}$  in  $\frac{di_{zo}}{dx}$  übergeht,

$$\Delta s_u'_{(t=0)} = \frac{1}{F_u} \frac{di_{zo}}{dx} = \frac{e_{zo} T}{F_u L_s (1 + A)}.$$

Also erhält man auch für die zusätzliche Stromdichte unter der auflaufenden Bürstenspitze dasselbe Resultat wie früher

$$\Delta s_u'_{(t=0)} = \frac{e_{zo}}{R_k \left(1 + \frac{1}{A}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (84)$$

Unter den zwei Bürstenspitzen hat man deswegen die folgenden resultirenden Stromdichten

$$s_u'_{(t=0)} = s_u + \Delta s_u'_{(t=0)} = s_u + \frac{e_{zo}}{R_k \left(1 + \frac{1}{A}\right)}$$

$$\text{und } s_u''_{(t=T)} = s_u - \Delta s_u''_{(t=T)} = s_u - \frac{e_{zT}}{R_k \left(1 - \frac{1}{A}\right)} \quad \text{für } A > 1.$$

Bezeichnen wir nun mit  $P = s_u R_k$  die mittlere Potentialdifferenz zwischen Bürste und Kollektor und mit  $P'$  bzw.  $P''$  die Potentialdifferenzen zwischen der Bürstenspitze und der auflaufenden bzw. der ablaufenden Kollektorlamelle, so erhalten wir als Hauptresultat aller Untersuchungen

$$P'_o = P + \frac{e_{zo}}{1 + \frac{1}{A}} = \text{Potentialdifferenz der Auflaufstelle} \quad (85)$$

$$\text{und } P'_T = P - \frac{e_{zT}}{1 - \frac{1}{A}} = \text{Potentialdifferenz der Ablaufstelle.} \quad (86)$$

Von diesen zwei Formeln hat die erste nur bei den Motoren Bedeutung, während die zweite bei den Generatoren in Betracht kommt. Ueberschreiten diese Potentialdifferenzen einen gewissen Werth, der von dem Material der Bürsten abhängt, so können auch Funken entstehen, selbst wenn  $A > 1$  ist.

Dasjenige Bürstenmaterial ist deswegen als das beste anzusehen, welches die grösste Potentialdifferenz zulassen kann, ohne dass Funken entstehen.

## 82. Die Energiewandlungen der Kurzschlussperiode.

Von jedem elektrischen Strome wird eine gewisse magnetische Energie gebunden, und zwar ist diese gleich  $\frac{1}{2} L J^2$ ; verschwindet der Strom, so wird diese Energie frei und kann in andere Energieformen umgesetzt werden, entweder in elektrische, mechanische Energie oder in Wärme. Soll der Strom wieder entstehen, so muss die magnetische Energie  $\frac{1}{2} L J^2$  von aussen zugeführt werden, um den Strom wieder auf dieselbe Stärke wie früher zu bringen. Man erhält aus diesem Grunde während des Kurzschlusses eine Umwandlung von Energie.

1) Ist die Kurzschlussstromkurve eine Gerade (s. Gl. 64)

$$i_k = -i_a \left(1 - 2 \frac{t}{T}\right) = 2 i_a \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{2}\right),$$

so wird nach Gl. 70

$$\begin{aligned} e_k &= 2 i_a \left[ \frac{L + \Sigma M}{T} + R \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{2}\right) \right], \\ &= (L + \Sigma M) \frac{di_k}{dt} + i_k R, \end{aligned}$$

welche EMK eigentlich nur für den Fall  $2\beta_r \geq b_r$  eine geradlinige Stromkurve ergibt; aber die Abweichung der Stromkurve von der geraden Linie ist für die gewöhnliche Bürstenbreite nicht gross.

Für diesen Fall wird dann die Energiegleichung

$$\begin{aligned} e_k i_k dt &= 4 i_a^2 \frac{L + \Sigma M}{T} \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{2}\right) dt + 4 i_a^2 R \left(\frac{t}{T} - \frac{1}{2}\right)^2 dt \\ &= (L + \Sigma M) i_k di_k + i_k^2 R dt \end{aligned}$$

und integriert

$$\int e_k i_k dt = 2 i_a^2 \frac{L + \Sigma M}{T^2} \left(t - \frac{T}{2}\right)^2 + \frac{4}{3} \frac{i_a^2 R}{T^2} \left(t - \frac{T}{2}\right)^3,$$

also

$$\int_0^{\frac{T}{2}} e_k i_k dt = -\frac{1}{2} i_a^2 (L + \Sigma M) + \frac{1}{3} i_a^2 R \frac{T}{2}$$

und

$$\int_{\frac{T}{2}}^T e_k i_k dt = \frac{1}{2} i_a^2 (L + \Sigma M) + \frac{1}{3} i_a^2 R \frac{T}{2},$$

woraus durch Addition folgt

$$\int_0^T e_k i_k dt = \frac{1}{3} i_a^2 R T.$$

Die Selbstinduktion verursacht also, wie oben gesagt, keinen Arbeitsverlust; denn die Arbeit  $-\frac{1}{2} i_a^2 (L + \Sigma M)$ , die in der ersten Hälfte der Kurzschlussperiode frei wird, geht theils über in Stromwärme  $\frac{1}{3} i_a^2 R \frac{T}{2}$  und theils über in mechanische Energie und wirkt motorisch, weil die Spule sich in einem Felde entgegengesetzter Polarität befindet. Die von aussen zugeführte magnetische Energie  $+\frac{1}{2} (L + \Sigma M) i_a^2$  wird von der Antriebsmaschine geleistet.

In Fig. 239 sind die Momentanwerthe der verschiedenen Effekte  $e_k i_k$ ,  $(L + \Sigma M) i_k \frac{di_k}{dt}$  und  $R i_k^2 dt$  aufgetragen; ferner findet man auch in dieser Figur  $i = i_k$  und  $e = e_k$ . Die Konstanten dieses Kommutirungsvorganges sind die folgenden:  $T = 0,001 \text{ Sek.}$ ,  $R = 0,001 \text{ Ohm}$ ;  $R_u = 0,002 \text{ Ohm}$ ;  $L + \Sigma M = 10^{-6} \text{ Henry}$  und  $e = e_k = -(0,1 + 300 t)$  Volt, da der Strom hier von positiv zu negativ kommutirt wird, damit die Figur deutlich wird.

Die Arbeitsfläche  $BCD$  liegt vor dem Beginne des Kurzschlusses. Sie entspricht der Arbeit, welche die Gegen-EMK ( $e$ ) im Armaturstromkreise verrichtet, und verursacht eine kleine Verminderung der Klemmenspannung der Maschine. Sie wirkt bei einem Generator motorisch.

Die Fläche  $OAC = OBC'$  ist gleich der Arbeit der Selbstinduktion, welche verrichtet wird, während der Strom  $J$  zu Null wird.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Diese Arbeit setzt sich zusammen aus der Arbeit der Stromwärme  $OAB$  und der Arbeit  $OBC$ . Die letztere wird an die Welle des Generators abgegeben, denn die kurzgeschlossene Spule wirkt bis zur Stromumkehr motorisch, weil in ihr eine dem Strom entgegengesetzt gerichtete EMK inducirt wird.

Die Fläche  $OFH$  stellt die Arbeit dar, welche geleistet werden muss, um den Strom von Null auf die Stärke  $+J$  zu bringen; dieselbe ist gleich  $\frac{1}{2} i_a^2 (L + \Sigma M) + \frac{1}{3} i_a^2 R \frac{T}{2} = OFG + OGH$  daher  $OFG = OAC = OF'H$ . In diesem einfachen Falle, wo die Kurzschlussstromkurve geradlinig verläuft, wird die der kurz-

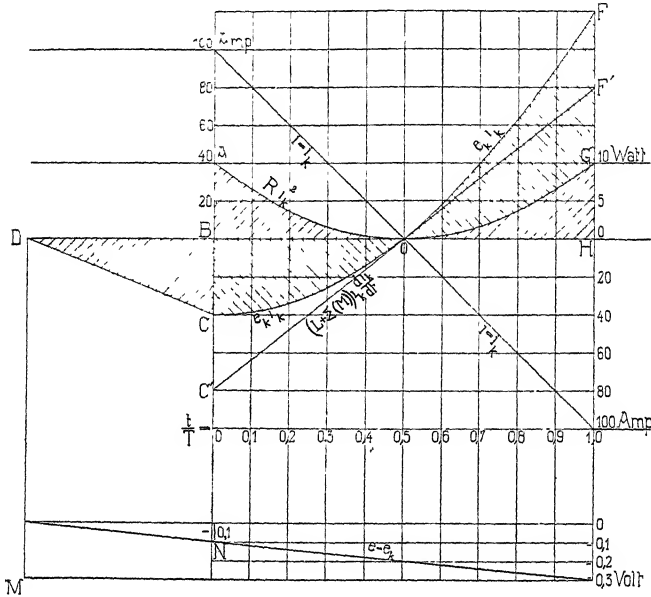


Fig. 239. Arbeitsdiagramm der Kurzschlussperiode bei konstanter Stromdichte unter den Bürsten.

geschlossenen Spule zugeführte Energie, welche mechanisch an der Welle geleistet wird, nur zur Wärmeerzeugung in der Spule und den Zuführungsdrähten verbraucht; der totale Wattverlust wegen dieser Kommutierung ist

$$\frac{1}{3} R i_a^2 = \frac{1}{3} \left( R_s + 2 R_v \frac{\beta}{b_r} \right) i_a^2,$$

während in einer anderen Spule der Effekt

$$R_s i_a^2$$

verbraucht wird, der einen Spannungsabfall im Anker zur Folge hat.

2) Im Falle einer beliebigen Stromkurve und  $b_r \leq \beta_r$

ist 
$$e_k = i_k R + (L + \Sigma M) \frac{di_k}{dt}$$

und 
$$e_z = i_z R + L_s \frac{di_z}{dt} + i_z R_u \left( \frac{T}{t} + \frac{T}{T-t} \right) \quad (\text{siehe Gleich. 74}),$$

also 
$$e = i R + (L + \Sigma M) \frac{di_k}{dt} + L_s \frac{di_z}{dt} + i_z R_u \left( \frac{T}{t} + \frac{T}{T-t} \right).$$

Das letzte Glied stellt die Spannungsdifferenz zwischen den Kollektorlamellen dar. Es wird

$$\int_0^T e i dt = \int_0^T i^2 R dt + 0 + R_k \int_0^T (\Delta s_u' + \Delta s_u'') i dt.$$

Hieraus folgt, dass, wenn  $\int_0^T e i dt > \int_0^T i^2 R dt$ , der Ueberschuss

an Energie sich zu den zusätzlichen Verlusten am Kollektor addirt und sich entweder durch Funken oder einfach durch Erwärmung bemerkbar macht. Das ist der Fall, wenn das kommutirende Feld zu stark ist.

Ist das Umgekehrte der Fall, wie bei sehr schwachen Feldern, so wird der Strom theilweise durch das Auftreten solcher Spannungsdifferenzen kommutirt. — Man sagt, der Strom wird durch die Vorgänge unter den Bürsten kommutirt, und es tritt Erwärmung oder sogar Funkenbildung auf.

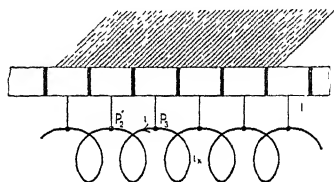


Fig. 240.

3) Im allgemeinen Falle mit  $b_r > \beta_r$  wird (Fig. 240)

$$e = i R_s + L \frac{di}{dt} + \Sigma \left( M_x \frac{di_x}{dt} \right) + P_2' - P_3'$$

und integriert

$$\int_0^T e i dt = \int_0^T i^2 R_s dt + 0 + \int_0^T (P_2' - P_3') i dt.$$

Man erhält ein ähnliches Resultat wie oben, nur ist an Stelle von  $R_k (\Delta s_u' + \Delta s_u'')$  die Potentialdifferenz  $(P_2' - P_3')$  getreten.

### 83. Unterschied der Kommutierung beim Generator und Motor.

Lässt man die Felderregung unverändert und den Anker sich in dem gegebenen Felde bewegen, einmal als Generator und ein andres mal als Motor, und verschiebt man die Bürsten nicht, so



hat man in den beiden Fällen dasselbe kommutierende Feld; aber, indem der Anker als Motor im entgegengesetzten Sinne läuft wie als Generator, muss man in der Fig. 241 die Zeit des Kurzschlusses beim Motor von rechts nach links rechnen, während beim Generator im umgekehrten Sinne.

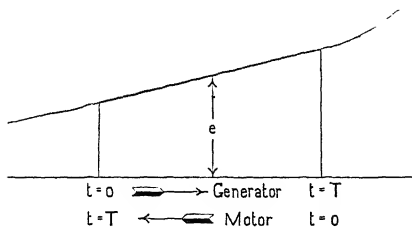


Fig. 241.

Daraus folgt, dass von den früher gebrachten Beispielen die Kurven II und IV der Fig. 238, die Kurve VIII der Fig. 237 und

die Kurve II der Fig. 236 sich alle auf Motoren beziehen. — Aus diesen Kurven folgt, dass die zusätzliche EMK  $e_z$  sehr gross sein kann, bevor ein störender zusätzlicher Strom am Ende der Kommutation entsteht.

Wir sehen ferner aus der Tabelle für  $i_z$ , wo  $\frac{e_z T}{L_s} = 200 - 400$  ist, dass selbst bei  $A = 0,2$  der zusätzliche Strom nicht gross wird, wenn das Feld einigermaßen richtig gewählt wird.  $A$  hat nämlich keinen grossen Einfluss auf den Strom  $i_z$  bei solchen EMKen  $e_z$ , die ihr Vorzeichen während der Kurzschlussperiode ändern, und dies ist bei den meisten Kommutierungsvorgängen in Motoren der Fall.

Ist  $A > 1$ , so kann die EMK  $e_z$  sehr gross sein, ohne dass man am Ende des Kurzschlusses eine Ueberkommutierung erhält, was aus Kurve VIII Fig. 237 hervorgeht. Damit eine Ueberkommutierung überhaupt möglich ist, soll

$$e_T = e_h T + e_z T > 2i_a \left( \frac{L + \Sigma M - L_s}{T} + R_u + \frac{R}{2} \right)$$

sein.

Die Bürsten dürfen aber nicht zu weit in das Feld hinein verschoben werden; denn in diesem Falle kann  $A s_u'$  für  $t=0$  zu gross werden, und es können kleine Funken unter der auflaufenden Ecke der Bürste entstehen, siehe Kurve VIII Fig. 237.

Wie früher angegeben, nimmt der Wert  $(L + \Sigma M)$  mit wachsendem  $t$  beim Motor ab, während er beim Generator wächst. Denkt man sich nun die Kurzschlussstromkurve beibehalten und  $L + \Sigma M$  mit der Zeit abnehmend, so sieht man leicht ein, dass das nötige kommutierende Feld am Schluss der Periode kleiner werden kann als wenn  $L + \Sigma M$  konstant geblieben wäre, d. h. bei einem Motor braucht das kommutierende Feld am Schluss der Kurzschlussperiode nicht so gross zu sein wie beim Generator; diese Thatsache ist sehr günstig, weil das Feld beim Motor mit der Zeit  $t$  abnehmend ist.

Ferner unterstützt die magnetische Hysteresis beim Motor die Kommutierung, weil das Feld abnehmend ist; das Umgekehrte ist der Fall beim Generator.

Aus allen diesen Gründen folgt, dass man bei einem Motor in einem schwächeren Felde kommutieren kann und dass die Einstellung der Bürsten nicht so empfindlich ist wie bei einem Generator, d. h. man erreicht leichter eine konstante Bürstenstellung bei einem Motor als bei einem Generator.

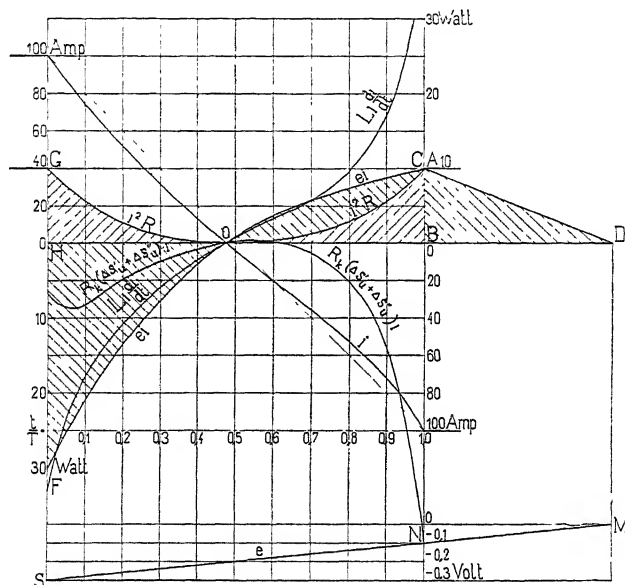


Fig. 242. Arbeitsdiagramm der Kurzschlussperiode bei einem Motor.

In Fig. 242 ist noch zum Schluss die Energiewandlung der Kurzschlussperiode für einen einfachen Fall  $\beta_r = b_r$  mit dem kommutierenden Felde eines Motors dargestellt. Dasselbe Feld und dieselben Konstanten der Fig. 239 wurden hier zu Grunde gelegt; nur lief die Maschine dort als Generator und im umgekehrten Sinne.

Es ist somit

$$T = 0,001 \text{ Sek.} \quad R = 0,001 \text{ Ohm; } R_u = 0,002 \text{ Ohm;}$$

$$L = L_s = L + \Sigma M = 10^{-6} \text{ Henry}$$

und

$$e = -(0,4 - 300 t) \text{ Volt;}$$

der Strom wird auch hier vom positiven Werth zum negativen kommutirt, wodurch die Figur deutlicher wird.

Da 
$$e_k = -(0,1 + 300 t) \text{ Volt}$$

wird 
$$e_z = -(0,3 - 600 t) \text{ Volt.}$$

#### 84. Experimentelle Untersuchungen über die Vorgänge während der Kommutation.

Solche Versuche sind schwierig auszuführen, weil die Kommutierung sich im Laufe einer sehr kurzen Zeit abspielt.

Sehr interessant sind die Versuche, die in *Electrician* von W. B. Everett und A. H. Peake im Jahre 1898 veröffentlicht sind. Diese haben eine zweipolige Compound-Maschine von Crompton untersucht; dieselbe leistete normal 45 Ampère bei 110 Volt und 1610 Umdrehungen per Minute. Die Ringarmatur war mit 60 Spulen à 6 Windungen versehen; der Widerstand einer Spule war 0,0082 Ohm. Der äussere Durchmesser des Ankers war ca. 20 cm; die grösste Stärke der Kollektorlamellen war 5,5 mm, und die Dicke der Mica-Isolation zwischen den Lamellen 0,8 mm.

Bei allen folgenden Versuchen wurde die Maschine fremderregt von einer Spannung von 100 Volt; die Hauptschlusswindungen wurden nicht benutzt.

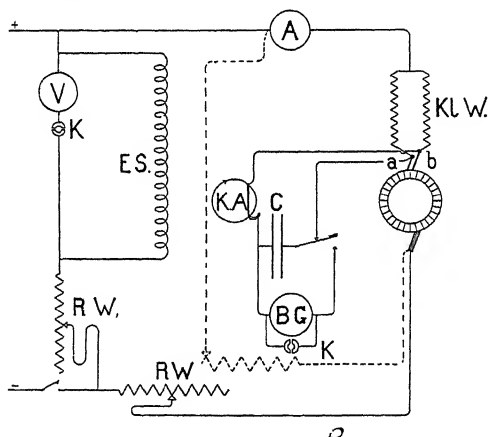


Fig. 243. Schaltungsschema zur experimentellen Bestimmung der Kurzschlussstromkurve. Es bedeutet: V Voltmeter, A Ampèremeter, B.G. Ballistisches Galvanometer, KA Kontakt-Apparat, C Kondensator, E.S. Erregerspule, R.W. Regulirwiderstand, K Kurzschliesser, KL.W. Kleiner Widerstand.

Zuerst wurde der Verlauf des Kurzschlussstromes untersucht, indem die gewöhnliche positive Bürste (Fig. 243) durch eine be-

sondere, getheilte Bürste ersetzt wurde, welche letztere aus zwei dünnen Kupferblechen *a* und *b*, je 0,9 mm dick und 40 mm breit bestand, die von einander mittelst Vulkanfaser isolirt waren; die totale Dicke dieser Bürste war ungefähr gleich einer Kollektortheilung.

Die negative Bürste war eine gewöhnliche, die etwa  $\frac{5}{4}$  einer Lamelle bedeckte. Die Kupferbleche der positiven Bürste waren durch einen kleinen Widerstand von 0,007 Ohm verbunden, an dessen Mitte die positive Klemme angeschlossen war. Die Fig. 243 giebt ein Bild der ganzen Schaltung. Zwischen den Punkten *a* und *b* misst man die Spannung mittelst Kondensator und ballistischem Galvanometer; um die Spannung in irgend einem Momente der Kurzschlussperiode zu erhalten, benutzt man einen Kontaktapparat, der den Stromkreis in irgend einem gewünschten Moment schliesst, und zwar einmal für jede Umdrehung. Der Kontaktapparat besteht aus einem Cylinder aus Vulkanfaser; zwei Kontaktpunkte der Oberfläche desselben sind mit einander leitend verbunden. Der Cylinder ist auf der Welle befestigt und rotirt zwischen zwei Kontaktfedern, die mittelst einer Tangentialschraube in jede Lage genau eingestellt werden können.

Der Uebergangswiderstand der Versuchsbürste war 0,0022 Ohm, so dass der totale Widerstand eines kurzgeschlossenen Kreises sich zu  $0,0082 + 0,007 + 0,0022$

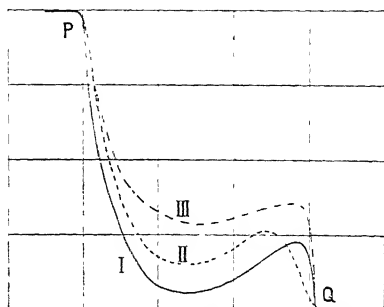


Fig. 244.

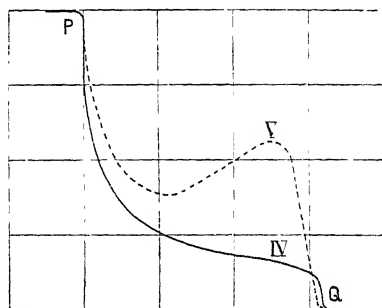


Fig. 245. Kurzschlussstromkurven für die Maschine als Motor.

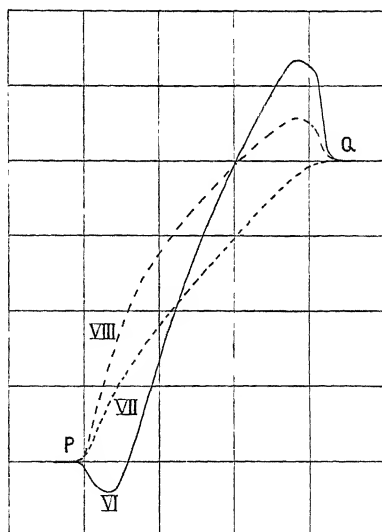


Fig. 246. Kurzschlussstromkurven für die Maschine als Generator.

Ohm = 0,0174 Ohm, während der Widerstand desselben Kreises aber von einer gewöhnlichen Bürste kurzgeschlossen sich zu 0,0088 Ohm, d. h. ca. die Hälfte der ersten ergab.

Diese Versuchsordnung entspricht zwar nicht vollständig den wirklichen Verhältnissen, weil der Widerstand des Kurzschlussstromkreises etwas grösser ist als der für normale Verhältnisse, und weil die Anordnung einer in der Mitte ausgehöhlten Bürste entspricht. Nun ist der mittlere Theil einer Kupferbürste immer ziemlich unwirksam, so dass die folgenden Versuchskurven am meisten Aehnlichkeit haben mit den bei Kupferbürsten wirklich auftretenden Verhältnissen.

Die Bürsten wurden immer so eingestellt, dass keine Funken bemerkbar waren. Die Kurven I bis V (Fig. 244 bis 245) beziehen sich auf die Maschine als Motor arbeitend. Bei der Aufnahme der ersten drei Kurven wurden die Bürsten nicht verschoben und die Erregung nicht geändert, ohne dass Funken zu sehen waren. Die Kurven III und IV unterscheiden sich dadurch, dass das Feld für die letztere nur halb so stark erregt war als für die erste.

Die Kurven II und V unterscheiden sich darin, dass für die letztere die Bürsten um die Hälfte einer Lamelle in einem schwächeren Felde verschoben waren; obgleich bei der Kurve V der Strom im letzten Moment um mindestens 10 Ampère zunahm, sah man nur ganz kleine blaue Funken unter der ablaufenden Bürstenspitze.

Die Kurven VI, VII und VIII, Fig. 246, sind aufgenommen, während die Maschine als Generator arbeitete; selbst bei Kurve VIII, wo die Maschine 45 Ampère leistete, wurden keine Funken bemerkt.

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Daten der Kurven zusammengestellt.

Kurve	Anker-Strom	Erreger-Spannung	Touren per Minute
I	6,5	100	420
II	12	100	430
III	17,5	100	600
IV	19	50	650
V	12	100	440
VI	6,6	100	820
VII	11	100	470
VIII	45	100	820

Diese experimentell ermittelten Kurven besitzen genau die gleichen Formen wie die berechneten Kurven der Fig. 235, 236 und 237, so dass eine weitere Diskussion derselben überflüssig ist.

Um den Einfluss der Bürstenbreite auf den Kommutierungsvorgang zu studiren, untersuchten Everett und Peake die Form der Feldkurve in der Nähe der neutralen Zone bei Belastung; das eine Mal wurde die Versuchsbürste benutzt und das andere Mal die ursprüngliche Bürste. Die Kurven waren fast gleich, weshalb nur

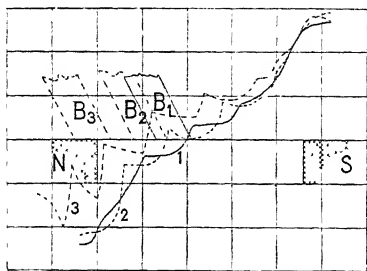


Fig. 247. Ausgezogene Kurve für 2,2 Ampère. Gestrichelte Kurve für 8 Ampère. Strichpunktirte Kurve für 27 Ampère. Feldkurven für Motor mit schmalen Bürsten.

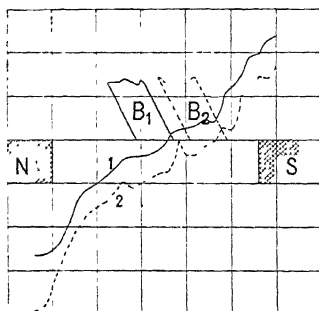


Fig. 248. Ausgezogene Kurve für 7 Ampère. Gestrichelte Kurve für 35 Ampère. Feldkurven für Generator mit schmal. Bürsten.

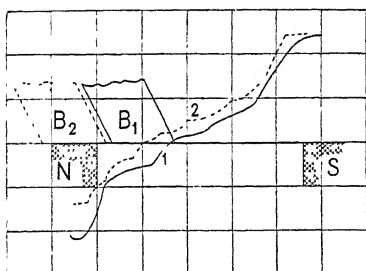


Fig. 249. Ausgezogene Kurve für 2,3 Ampère. Gestrichelte Kurve für 26 Ampère. Feldkurven für Motor mit breiten Bürsten.

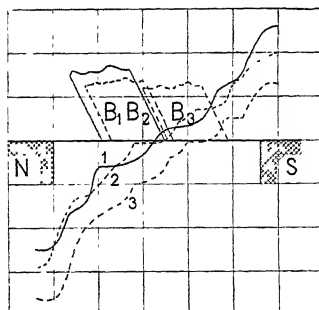


Fig. 250. Ausgezogene Kurve für 3 Ampère. Gestrichelte Kurve für 18 Ampère. Strichpunktirte Kurve für 35 Ampère. Feldkurven f. Generator mit breiten Bürsten.

die Feldkurven unter Benutzung der Versuchsbürste angegeben wurden, und diese sind in Fig. 247 für die Maschine als Motor und in Fig. 248 für die Maschine als Generator dargestellt. — Die Kurven wurden mittels einer auf der Armatur angebrachten Probe-  
spule und eines ballistischen Galvanometers in gewöhnlicher Weise aufgenommen.

In den Fig. 249 und 250 sind die Feldkurven für dieselben Verhältnisse, aber unter Benutzung von breiteren Bürsten dargestellt.

Man sieht, dass bei schmalen Bürsten die Feldkurve in der neutralen Zone durch die Kommutierung des Stromes mehr beeinflusst wird als bei breiten Bürsten und zwar um so stärker, je grösser die Armaturstromstärke ist.

Bei der Stromumkehr in einer Spule wird eine EMK in der Probespule inducirt, und die Spule, die gerade unter der Probespule liegt, wird natürlich in dieser die grösste EMK induciren, weshalb auch die Zacken in der Feldkurve am deutlichsten in der Nähe der Bürstenlage hervortreten. Benutzt man so schmale Bürsten, dass nur gleichzeitig eine Spule sich im Kurzschluss befindet, so treten die Zacken in der Feldkurve deutlich auf. Wie zu erwarten, sind diese Zacken bei den breiten Bürsten fast verschwunden, weil hier gleichzeitig mehrere Spulen, die dicht neben einander liegen, kurzgeschlossen werden und sich gegenseitig beeinflussen, wie auf Seite 289 ausführlich erläutert wurde.

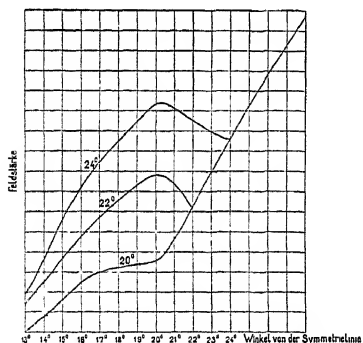


Fig. 251. Einfluss der Bürstenverschiebung auf die Feldkurve in der neutralen Zone.

Die gegenseitige Induktion zwischen den kurzgeschlossenen Spulen ist somit ein wirksames Mittel zur Abdämpfung aller zusätzlichen Ströme; denn von diesen rühren alle die scharfen Ecken der Feldkurven in Fig. 247 und 248 her, wovon man sich leicht überzeugen kann durch Betrachtung der entsprechenden Kurzschlusskurven in Fig. 245 und 246. Die Feldkurve der Kommutierungszone ist sehr steil, wodurch die grossen zusätzlichen Ströme entstehen.

Noch deutlicher zeigt aber Fig. 251 diesen Einfluss der kurzgeschlossenen Spule auf die Feldkurve; hier ist die Bürste bis unter der Polecke verschoben. Die Kurven sind der Abhandlung von C. C. Hawkins über „The Theory of Commutation“ entliehen.

## Siebenzehntes Kapitel.

### 85. Die Zeitdauer des Kurzschlusses $T$ und der Einfluss der Wicklung auf dieselbe.

Bei der theoretischen Behandlung der Kommutation bedienen wir uns des Schemas einer einfach geschlossenen Spiralwicklung; denn auf ein solches können alle Wicklungen reducirt werden. Wir werden jetzt alle Wicklungen in Bezug auf die Kommutation näher studiren und zuerst den Einfluss der Wicklungsart auf die Kurzschlusszeit feststellen.

1) Bei den einfachen Parallelschaltungen mit Schleifenwicklung oder Spiralwicklung, wo jede kurzgeschlossene Spule zwischen zwei benachbarten Kollektorlamellen liegt, ist

$$T = \frac{b_1 - \delta_i}{100 v_k} \approx \frac{b_1}{100 v_k} \quad . . . . \quad (87)$$

wo  $b_1$  = Breite der Bürste in cm,

$\delta_i$  = Dicke der Isolation in cm

und  $v_k$  = Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors in m/sec.

2) Bei den mehrfachen Parallelschaltungen, wo  $\frac{a}{p}$  gleich

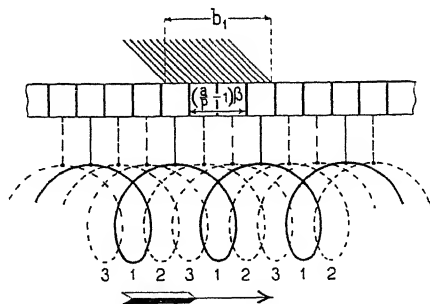


Fig. 252. Dreifache Parallelschaltung.

einer ganzen Zahl ist, ist der Abstand zweier Lamellen, zwischen denen eine Spule liegt gleich



$$\left(\frac{a}{p} - 1\right)\beta + \delta_i$$

$$\text{wo } \beta = \frac{\pi D_k}{K} = \frac{\text{Kollektorumfang}}{\text{Lamellenzahl}},$$

was leicht aus der obenstehenden Figur 252 mit  $\frac{a}{p} = 3$  zu ersehen ist.

Also wird hier

$$T = \frac{b_1 - \left(\frac{a}{p} - 1\right)\beta - \delta_i}{100 v_k} \quad . \quad . \quad . \quad (88)$$

3) Bei der Reihen-Parallelschaltung mit Wellenwicklung liegen zwischen zwei auf einander folgenden gleichnamigen Bürsten  $(p_w + 1)$  kurzgeschlossene Spulen, wo  $p_w$  gleich der Anzahl der weggelassenen gleichnamigen Bürsten zwischen zwei auf einander folgenden gleichnamigen Bürsten ist (siehe Fig. 253).

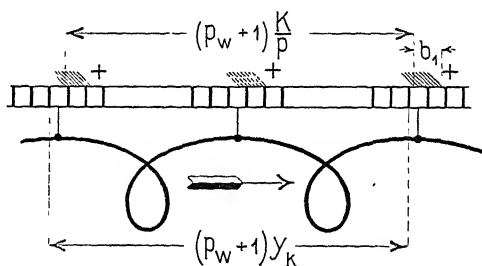


Fig. 253.

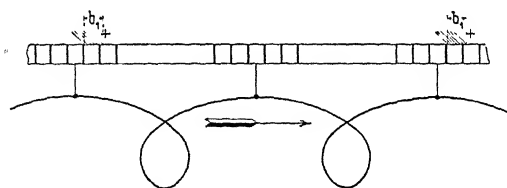


Fig. 254.

Wäre  $\frac{a}{p} = 0$ , so bedeckten die zwei gleichnamigen Bürsten die zwei Lamellen in symmetrischer Weise wie die folgende Fig. 254 zeigt, und man findet

$$T = \frac{b_1 + \beta - \delta_i}{100 v_k} .$$

Lässt man  $\frac{a}{p}$  anwachsen und die eine Bürste auf ihren Lamellen ruhen, so verschiebt sich die andere den Lamellen gegenüber um

$$(p_u + 1) \left( y_k - \frac{K}{p} \right) = \pm (p_u + 1) \frac{a}{p} \text{ Lamellen}$$

und da dadurch die Kurzschlusszeit entsprechend dieser Verschiebung verkürzt wird, ganz unabhängig davon, nach welcher Seite die Verschiebung vor sich geht, so wird nunmehr

$$T = \frac{b_1 + \beta \left( 1 - [p_w + 1] \frac{a}{p} \right) - \delta_i}{100 v_k} = \frac{b_r}{100 v_k} \quad (89)$$

Hieraus folgt für die Breite  $b_r$  einer Bürstengruppe im reducirten Schema, welche der Kurzschlusszeit  $T$  entsprechen würde

$$b_r = b_1 + \beta \left( 1 - [p_w + 1] \frac{a}{p} \right) - \delta_i \quad . \quad . \quad . \quad (90)$$

Man sieht leicht ein, dass diese Formel auch bei den einfachen und mehrfachen Parallelschaltungen Gültigkeit hat; die Formeln 87 und 88 sind Specialfälle dieser letzten, die also allgemein gültig ist.

Ist  $p_w = 0$ , so wird

$$T = \frac{b_1 + \beta \left( 1 - \frac{a}{p} \right) - \delta_i}{100 v_k} = \frac{b_r}{100 v_k} \quad .$$

Diese letzte Formel ist unter der Voraussetzung abgeleitet, dass alle Bürsten derselben Polarität um ein Vielfaches von  $\frac{\pi D}{p}$  von einander entfernt sind.

Das reducirte Schema besitzt  $2a$  Pole und  $2a$  Bürstengruppen; eine Bürstengruppe besteht aus Theilen mehrerer Bürsten, und für jede Bürstengruppe findet eine vollständige Stromumkehr statt. Bei einzelnen Bürsten einer Gruppe hat man deswegen nur einen Stromdurchgang und keine vollständige Kommutation.

Sind nicht alle Bürsten genau gleich und gleich eingestellt, so dass der Uebergangswiderstand bei einigen kleiner ist als bei den übrigen, so erhält man Bürstengruppen, die aus ungleichartigen Theilen bestehen, und wie aus dem reducirten Schema ersichtlich ist, wird durch die Bürsten, die den kleinsten Uebergangswiderstand besitzen, verhältnissmässig der grösste Strom übertreten. Um dies zum Theil zu vermeiden, können Verbindungsdrähte von grossem

Widerstände zwischen den Spulen und den Kollektorlamellen benutzt werden.

Eine kleine gegenseitige Verschiebung einzelner Bürsten derselben Polarität kann unter Umständen ebenfalls dazu dienen, die Stromabgabe gleichmässig auf alle gleichnamigen Bürsten zu vertheilen. Bei einer solchen Verschiebung ändert sich aber die Kurzschlusszeit derjenigen Spulen, die zwischen den verschobenen und beiden benachbarten Bürsten liegen, wenn man das gewöhnliche Schema betrachtet. Die Kurzschlusszeit wird gewöhnlich verlängert, worüber das reducirte Schema am besten Aufschluss giebt, und man kann im allgemeinen sagen: Durch eine grössere gegenseitige Verschiebung der Bürsten derselben Polarität aus der symmetrischen Lage werden im ganzen mehrere Spulen kurzgeschlossen, was als Nachtheil zu bezeichnen ist; denn die Leistungsfähigkeit der Maschine sinkt, und die vergeudete Energie erwärmt die Maschine und bringt unter Umständen den Kollektor entweder unter den Bürsten oder am ganzen Umfang für jede *te* Lamelle zur Funkenbildung. Die Potentialdifferenz benachbarter Lamellen wird nämlich, wie früher (Seite 101) erörtert wurde, durch die gegenseitige Verschiebung der Bürsten gesteigert.

---

## Achtzehntes Kapitel.

86. Die Induktionskoeffizienten des Kurzschlussstromkreises. — 87. Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten  $L$ . — 88. Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten  $M$ . — 89. Experimentelle Bestimmung der Induktionskoeffizienten. — 90. Vorausberechnung von  $L + \Sigma(M)$  — 91. Vorausberechnung des scheinbaren Selbstinduktionskoeffizienten  $L_s$ , der in dem Ausdruck für  $\mathcal{A}$  steht. — 92. Anordnungen zur Verkleinerung der scheinbaren Selbstinduktion einer kurzgeschlossenen Spule.

### 86. Die Induktionskoeffizienten des Kurzschlussstromkreises.

Werden in einer Maschine gleichzeitig mehrere Spulen kurzgeschlossen, so wirkt jede Spule auf sich selbst, sowie auf die anderen gegenseitig inducirend.

Betrachtet man nun eine kurzgeschlossene Spule, so wird in dieser eine EMK

$$- \frac{d(Li)}{dt} \simeq - L \frac{di}{dt}$$

von ihr selbst inducirt und von den anderen eine EMK

$$- \Sigma \frac{d(Mi)}{dt} \simeq - \Sigma(M) \frac{di}{dt}$$

wenn die Ströme der anderen Spulen sich zeitlich ebenso wie der Strom in der betrachteten Spule ändern, was bei einer geradlinig verlaufenden Kurzschlussstromkurve der Fall ist. Man darf infolge des Gesetzes der Superposition die  $M$  summiren und zu  $L$  addiren, oder was dasselbe ist, die von allen kurzgeschlossenen Spulen erzeugten und mit der betrachteten Spule verschlungenen Kraftflüsse superponiren; denn bei allen folgenden Berechnungen können wir von vornherein den magnetischen Widerstand des Eisens dem grossen Luftwiderstand gegenüber vernachlässigen.

Es ist deswegen von Interesse für uns,

$$L + \Sigma(M)$$

berechnen zu können.

Wir fangen mit dem einfachsten Falle an, wo  $\Sigma(M) = 0$  ist, und berechnen zuerst  $L$ .

### 87. Berechnung des Selbstinduktionskoeffizienten $L$ .

Der Selbstinduktionskoeffizient  $L$  einer Spule in absoluten Einheiten wird gemessen durch die Zahl der Kraftlinienverkettungen  $\Sigma(\Phi_x w_x)$ , welche die Leiter der Spule mit demjenigen Kraftfluss bilden, der von einem Strom von 10 Ampère (d. h. von einer absoluten Stromeinheit) erzeugt wird.

Es bezeichne

$w$  die Windungszahl einer Spule,

$l_x$  die Drahtlänge, für welche  $\lambda_x$  berechnet werden soll, in cm.

$\lambda_x$  die Leitfähigkeit der die Drähte der Spule umgebenden magnetischen Stromkreise pro 1 cm Länge des Drahtes.

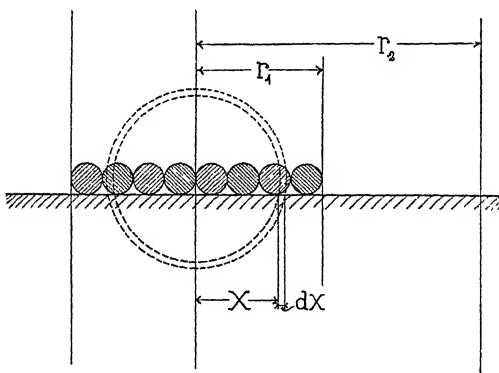


Fig. 255.

Wir betrachten zunächst die Spule eines glatten Ankers (Fig. 255). Für einen sehr schmalen Streifen von der Breite  $dx$  innerhalb der Breite  $r_1$  ist die magnetomotorische Kraft für  $i = 1$  Ampère pro Draht

$$w_x = w \frac{x}{r_1}.$$

Die magnetische Leitfähigkeit des Streifens wird unter der Annahme, dass der Kraftlinienweg kreisförmig sei, und wenn wir den magnetischen Widerstand des Eisens vernachlässigen

$$= 0,4 \pi \frac{l_x dx}{\pi x} = 0,4 l_x \frac{dx}{x}.$$

Der Kraftfluss der Röhre von der Breite  $dx$  und der Länge  $l_x$ , wird daher

$$\Phi_x = 0,4 w \frac{l_x}{r_1} dx$$

und dieser Kraftfluss ist mit  $\frac{wx}{r_1}$  Drähten verkettet; also

$$dL_1 = \Phi_x w_x = 0,4 w^2 \frac{l_x}{r_1} dx,$$

integriert von 0 bis  $r_1$  erhält man

$$L_1 = 0,2 w^2 l_x.$$

Für die Zone  $r_2$  bis  $r_1$  ist die magnetomotorische Kraft konstant und

$$= w$$

und der Kraftfluss eines Rohres

$$\Phi_x = 0,4 w l_x \frac{dx}{x};$$

derselbe ist mit allen Windungen verkettet, daher

$$dL_2 = 0,4 w^2 l_x \frac{dx}{x}$$

$$\text{und } L_2 = 0,4 w^2 l_x \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right) = 0,4 w^2 l_x \cdot 2,3 \log \left( \frac{r_2}{r_1} \right).$$

Es ist nun für diese betrachtete Spulenseite und  $i = 10$  Ampère

$$L = 10 (L_1 + L_2) = 10 w^2 l_x \lambda_g \text{ in abs. Einheiten}$$

$$\text{oder } L = \frac{w^2}{10^8} l_x \lambda_g \dots \text{ Henry} \quad . \quad . \quad (91)$$

wo die magnetische Leitfähigkeit für glatte Flächen gleich

$$\lambda_g = 0,2 + 0,92 \log \left( \frac{r_2}{r_1} \right) \text{ ist} \quad . \quad . \quad (92)$$

Für gewöhnliche Wicklungen, wo die zwei Spulenseiten um eine Poltheilung  $\tau$  aus einander liegen, kann  $r_2 = \tau \frac{p}{1+p}$  gesetzt werden.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Nach einer im elektrotechnischen Institut der Hochschule ausgeführten Doktor-Ing.-Arbeit von H. Gallusser.

Liegen die Drähte in den Nuten des Ankers, so kann man unterscheiden:

1. den Kraftfluss, welcher jede einzelne Nut für sich zum Theil umschlingt, indem er diese durchsetzt. Die Leitfähigkeit dieses Flusses bezeichnen wir mit  $\lambda_n$ ;
2. den Kraftfluss, welcher von einem Zahnkopf zu einem anderen durch die Luft verläuft und eine oder mehrere Nuten umschlingt. Die Leitfähigkeit dieses Flusses wird mit  $\lambda_k$  bezeichnet; und
3. den Kraftfluss, welcher um die Stirnverbindungen (Spulenköpfe) verläuft, und dessen Leitfähigkeit mit  $\lambda_s$  bezeichnet wird.

Wir berechnen  $\lambda_n$ ,  $\lambda_k$  und  $\lambda_s$  ebenso wie  $\lambda_g$ , so dass

$$L = \frac{w^2}{10^9 q} \Sigma (l_x \lambda_x) \dots \text{Henry} \quad . \quad . \quad (93)$$

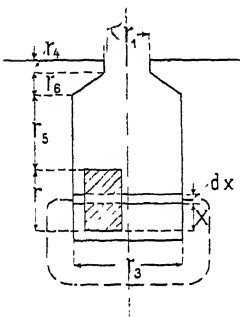


Fig. 256.

wo  $q$  = Anzahl Nuten ist, in welchen die  $w$  Windungen einer Spule untergebracht sind.

a) Wir behandeln zuerst den Fall, wo die ganze Spulenseite in einer Nut liegt, also  $q=1$  ist. Figur 256 giebt ein Bild einer solchen Anordnung; die schraffierte Fläche stellt den Kupferquerschnitt der  $w$ -Windungen dar. Wir gehen in gleicher Weise vor wie oben, indem wir annehmen, dass in der Spule ein Strom von der Stärke 1 Ampère fließt und indem wir gewisse Annahmen über den vom Strome herrührenden Kraftfluss machen.

Ist die Nut schmal und nicht viel weiter als die Spule breit ist, so werden die Kraftlinien quer über die Nut verlaufen und senkrecht auf die Nutenwände stehen. Ist dagegen die Spule viel schmaler als die Nut, wie in Figur 256, so wird der Verlauf der Kraftlinien nicht so einfach sein, und man hat nur einen Ausweg, den wir früher benutzt haben, nämlich mehrere Kraftlinienbilder aufzuzeichnen und dasjenige als das richtigste anzusehen, welches die grösste magnetische Leitfähigkeit besitzt, d. h. das, welches die grösste Selbstinduktion ergiebt. Dieser Ausweg ist aber hier so complicirt und unpraktisch, dass wir von diesem von vornherein absehen und bei den weiten Nuten denselben Kraftlinienverlauf wie bei den schmalen annehmen. Erhält man aus diesem Grunde zu kleine Werthe für  $L$ , so wird man aus anderen Gründen (Vernachlässigung der Schirmwirkungen und der Skineffekte), die später besprochen werden sollen, zu viel rechnen.

Für das in die Fig. 256 gezeichnete Kraftrohr ist die magneto-motorische Kraft

$$w_x = w \cdot \frac{x}{r}$$

und die Leitfähigkeit unter Vernachlässigung des magnetischen Widerstandes in dem Eisen

$$0,4 \pi \frac{dx}{r_3} l_x.$$

Der Kraftfluss der Röhre wird daher

$$\Phi_x = \frac{0,4 \pi}{r_3} w \frac{x dx}{r} l_x$$

und die Zahl der Kraftrohrenverkettungen

$$dL' = w_x \Phi_x = \frac{0,4 \pi}{r_3} w^2 \frac{x^2 dx}{r^2} l_x.$$

Integriert von  $x=0$  bis  $x=r$ , ergibt

$$L' = \frac{0,4 \pi}{r_3} w^2 l_x \frac{r^3}{3r^2} = 0,4 \pi w^2 l_x \frac{r}{3r_3}$$

also 
$$\lambda'_n = 0,4 \pi \frac{r}{3r_3} = 1,25 \frac{r}{3r_3}.$$

Für die Kraftflüsse, die alle  $w$ -Windungen umschlingen, findet man leicht die magnetische Leitfähigkeit, sie ist gleich

$$\lambda''_n = 1,25 \left( \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

woraus folgt, dass die totale Leitfähigkeit der Nut pro 1 cm Länge

$$\lambda_n = 1,25 \left( \frac{r}{3r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2 \cdot r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right). \quad . \quad . \quad (94)$$

Um  $\lambda_k$  zu berechnen, nehmen wir den Kraftlinienverlauf wie in Figur 257 dargestellt an und finden, ähnlich wie oben bei den glatten Ankern

$$\lambda_k = 0,4 \pi \frac{2,3}{\pi} \log \frac{(r_1 + \pi r_2)}{r_1} \approx 0,92 \log \frac{\pi r_2}{r_1}. \quad (95)$$

Bei grossen Armaturen kann  $r_2$  gleich der Poltheilung  $\tau$  gesetzt werden, sonst ist  $r_2 = \tau \frac{p}{1+p}$ .



Um den Kraftfluss, der die Leiterstücke der Stirnverbindungen umschlingt, zu finden, kann man bei einer Schleifenwicklung Fig. 258a

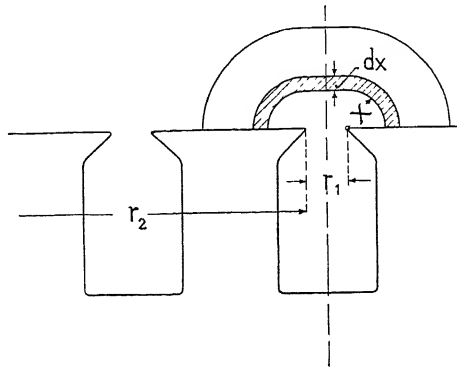


Fig. 257.

die Stirnverbindungen beider Seiten so zusammengeschoben denken, dass die Fig. 258b entsteht, und für eine solche Schleife kann man angenähert setzen<sup>1)</sup>

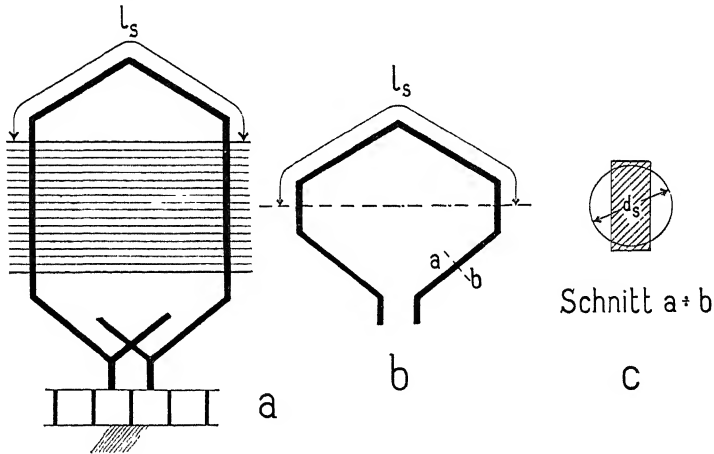


Fig. 258 a—c.

$$L_s = \frac{0,4 l_s}{10^8} \cdot w^2 2,3 \left[ \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,22 \right]$$

wo  $l_s$  = Länge eines Spulenkopfes und  $d_s \approx$  Durchmesser eines Kreises (Fig. 258c) dessen Umfang gleich dem Querschnitts-

<sup>1)</sup> Siehe E. Arnold u. J. L. la Cour. Beitrag zur Berechnung von Ein- und Mehrphasen-Generatoren: Sammlung elektrotechnischer Vorträge. F. Enke, Stuttgart 1901.

umfange der Stirnverbindungen einer Spule (die Isolation zwischen den Drähten wird mitgerechnet), ist;

$$\text{also} \quad \lambda_s = 0,46 \left[ \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,22 \right]$$

$$\lambda_s = 0,46 \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,1. \quad . \quad . \quad . \quad (96)$$

Bei einer Wellenwicklung kann man dieselbe Formel anwenden; denn die Stirnverbindungen sind nur im Raume gegenseitig verschoben, was nicht viel ausmachen kann, indem jede Stirnverbindung so gut wie nur auf sich selbst inducierend wirkt.

b) Die Spulenseite sei auf zwei oder mehrere ( $q$ ) neben einander liegende Nuten vertheilt. — Aus der Fig. 259 geht deutlich hervor, dass der Kraftfluss durch die Nuten nur abhängig ist von den in der betreffenden Nut gelagerten Drähten; denn würde man den Kraftlinienweg durch mehrere oder alle Nuten, welche zu derselben Spulenseite gehören, zeichnen, so würde der magnetische Widerstand proportional mit den umschlungenen Ampèrewindungen zunehmen. Man hat also für diesen Fall  $q$  mal  $\frac{w}{q}$  Windungen, die sich gegenseitig induciren; daher ist in die Formel für  $L$  statt  $w^2$  nun  $q \cdot \left( \frac{w}{q} \right)^2 = \frac{w^2}{q}$  einzusetzen und  $\lambda_s$  bleibt daselbe wie vorhin. Das ist aber nicht zutreffend für  $\lambda_k$  und  $\lambda_s$ , die wir deswegen besonders bestimmen müssen.

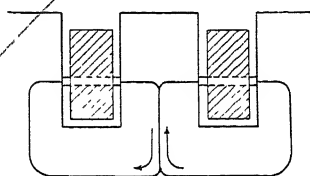


Fig. 259.

Betrachten wir ein Beispiel, wo  $q=3$ , so sehen wir aus der Figur 260, dass ein Strom von 1 Ampère, der in den Drähten der Nut 1 und 3 fließt, einen Kraftfluss pro cm Länge der Drähte

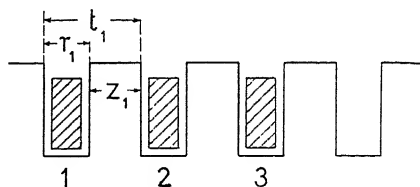


Fig. 260.

$\frac{w}{q} 0,92 \log \left( 1 + \frac{\pi z_1}{r_1} \right)$  erzeugt, der  $\frac{w}{q} = \frac{w}{3}$  Windungen umschlingt, und einen Fluss

$\frac{w}{q} 0,92 \log \left( 1 + \frac{\pi t_1}{r_1 + \pi z_1} \right)$ , der  $2 \frac{w}{q} = \frac{2}{3} w$  Windungen umschlingt, und einen Fluss

$\frac{w}{q} 0,92 \log \left( \frac{\pi r_2}{r_1 + \pi(t_1 + z_1)} \right)$ , der  $3 \frac{w}{q} = w$  Windungen umschlingt.

Ähnlich erzeugt 1 Ampère, der in den Drähten der Nut 2 fließt, folgende Kraftflüsse:

$\frac{w}{q} 0,92 \log \left( 1 + \frac{\pi z_1}{r_1} \right)$  mit  $\frac{w}{q} = \frac{w}{3}$  Windungen verkettet und

$\frac{w}{q} 0,92 \log \left( \frac{\pi r_2}{r_1 + \pi z_1} \right)$  mit  $3 \frac{w}{q} = w$  Windungen verkettet.

Bildet man nun den Ausdruck

$$\lambda_k = \frac{q}{w^2} \Sigma (\Phi_x w_x) = \frac{q}{w^2} \Sigma (\text{Kraftfluss mal umschlungenen}$$

Windungen), so wird in unserem Fall, für den man  $r_2 = \tau$  und  $z_1 = t_1$  setzen darf,

$$\text{für } q = 3 \quad \lambda_k = 0,92 \left[ \log \left( \frac{\pi t_1}{r_1} \right) + 0,7 + 3 \log \left( \frac{\tau}{2 t_1} \right) \right]$$

$$\text{für } q = 2 \quad \lambda_k = 0,92 \left[ \log \left( \frac{\pi t_1}{r_1} \right) + 2 \log \frac{\tau}{t_1} \right]$$

$$\text{und für } q = 1 \quad \lambda_k = 0,92 \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \right).$$

Für die Stirnverbindungen kann man setzen

$$\lambda_s = q \left[ 0,46 \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,1 \right]$$

wo  $d_s$  nun gleich dem Durchmesser eines Kreises ist, der denselben Umfang hat wie die Stirnverbindungen aller  $w$ -Windungen (die Isolation und die Luftzwischenräume mitgerechnet).

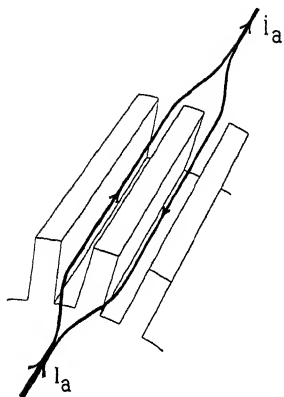


Fig. 261.

Hieraus ergibt sich, dass man die Selbstinduktion der Wicklung eines Nutenankers durch die Vertheilung der Windungen einer Spule auf zwei oder mehrere Nuten verkleinern kann. — Die Vertheilung der Windungen auf zwei oder mehr Nuten ist nur möglich, wenn eine Spule aus mehreren in Serie geschalteten Windungen besteht. Parallel geschaltete Windungen dürfen nicht auf mehrere Nuten vertheilt werden, weil in diesem Falle in den parallelen Drähten, die eine

Zacke umschliessen, wie Figur 261, zeigt, innere Ströme entstehen.

## 88. Berechnung des gegenseitigen Induktionskoeffizienten $M$ .

Der gegenseitige Induktionskoeffizient  $M$  von zwei Spulen in absoluten Einheiten wird gemessen durch die Zahl der Krafttröhrenverketungen  $\Sigma(\Phi, w_s)$ , welche die Leiter einer Spule mit demjenigen Kraftfluss bilden, der von einem in die andere Spule eingeleiteten Strom von 10 Ampère, d. h. von einer absoluten Stromeinheit erzeugt wird.

$l_s$  und  $w$  hat dieselbe Bedeutung wie früher und  $\mu_s$  bedeutet die Leitfähigkeit der die Drähte beider Spulen umgebenden magnetischen Stromkreise pro 1 cm Länge des Drahtes.

Da alle Spulen die gleiche Windungszahl  $w$  haben, werden wir setzen

$$M = \frac{w^2}{10^8} \Sigma(l_s \mu_s) \text{ Henry}$$

und berechnen nun  $\mu_s$  ähnlich wie früher  $\lambda_s$ .

Die meisten vorkommenden Fälle lassen sich wie das folgende Beispiel behandeln. — Die Stäbe 1, 2, 3 und 4 der Figur 262 sind gleichzeitig kurzgeschlossen, und es ist die gegenseitige Induktion der drei letzteren Stäbe auf den Stab 1 zu bestimmen.

Wir machen dieselben Annahmen über den Verlauf der Kraftlinien wie früher; dadurch wird aber  $M$  etwas grösser ausfallen als in Wirklichkeit.

Für den gegenseitigen Induktionskoeffizienten  $M_{1,2}$  der Stäbe 1 und 2 findet man

$$\mu_{n2} = \lambda_n; \quad \mu_{k2} = \lambda_k$$

und

$$\mu_{s2} = 0,46 \log \left( \frac{l_s}{d'} \right) - 0,1$$

wo  $d'$  gleich dem Durchmesser eines Kreises von ungefähr einem Umfange, der gleich ist dem Umfange der Stirnverbindungen (Fig. 262a) inklusive des zwischenliegenden Luftraums. Es ist somit das berechnete  $M_{1,2}$  ein wenig kleiner als  $L$ .

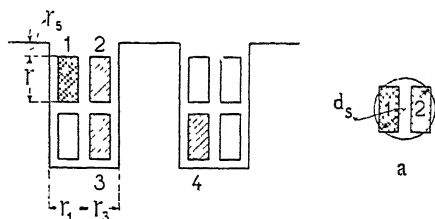
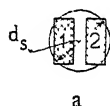


Fig. 262.



$M_{1,3}$  bezieht sich auf die Stäbe 1 und 3; hier findet man leicht, dass

$$\mu_{n_3} = 1,25 \left( \frac{r}{2r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

$$\mu_{k_3} = \lambda_k \text{ und } \mu_{s_3} \approx 0,$$

weil die Stirnverbindungen der zwei Stäbe fast senkrecht aufeinander stehen.

Für  $M_{1,4}$  findet man

$$\mu_{n_4} = 0$$

$$\mu_{k_4} = 0,92 \log \left( \frac{\pi r_2}{r_1 + \pi z_1} \right)$$

und

$$\mu_{s_4} \approx 0.$$

Es lässt sich nun leicht  $L + \Sigma(M)$  berechnen; zu dem Zwecke bildet man nur

$$\lambda_n + \Sigma \mu_n; \quad \lambda_k + \Sigma \mu_k \quad \text{und} \quad \lambda_s + \Sigma \mu_s;$$

dann ist

$$L + \Sigma(M) = \frac{w^2}{10^8} \Sigma l_x (\lambda_x + \Sigma \mu_x) \quad . \quad . \quad (97)$$

## 89. Experimentelle Bestimmung der Induktionskoeffizienten.

Vergleichen wir nun die in der oben angegebenen Weise berechneten Werthe von  $L$  und  $M$  mit experimentell ermittelten Werthen, so werden wir finden, dass diese einigermassen übereinstimmen, und mehr kann man nicht fordern, wenn man es mit einer so komplizierten Kraftflussvertheilung zu thun hat wie hier. Diese ist ferner noch dadurch komplizirt, dass die Kraftflüsse von den in allen benachbarten Metallmassen und besonders von den in den Stäben der Nuten inducirten Wirbelströmen geschwächt und verzerrt werden.

In der Praxis bestimmt man die Induktionskoeffizienten am einfachsten, indem man einen Wechselstrom von sehr hoher Periodenzahl (mehrere Hundert Perioden pro Sekunde) in die Spule, deren Selbstinduktionskoeffizient man bestimmen will, hineinschickt, und den Strom  $J$ , die Spannung  $E$  und die Periodenzahl  $c$  misst. Die Messung der Leistung mit einem Wattmeter kann auch unter Umständen von Interesse sein, wenn der Ohmische Widerstand gross ist oder wenn man die Wirbelstromverluste bestimmen will. Es ist dann

$$L = \frac{E \sin \varphi}{2\pi c J} \approx \frac{E}{2\pi c J}$$

da der effektive Widerstand gewöhnlich vernachlässigbar ist und  $\sin \varphi$  somit gleich 1 wird.

Ist der gegenseitige Induktionskoeffizient zweier Spulen zu bestimmen, so misst man die in der einen Spule eingeleitete Stromstärke  $J_1$  und die in der zweiten Spule inducirte EMK  $E_2$ ; aus diesen zwei Grössen und der Periodenzahl ergibt sich sofort  $M$ ; denn wie bekannt ist

$$M = \frac{E_2}{2\pi c J_1}.$$

Die Induktionskoeffizienten können wieder unter vielen verschiedenen Umständen gemessen werden:

- 1) wenn die Armatur in der Luft gelagert ist;
- 2) wenn sie im Felde liegt und entweder a) die Erregerspulen offen oder b) kurzgeschlossen oder c) die Feldmagnete stark erregt sind.

Gleichzeitig kann für alle diese Fälle die betrachtete Spule viele verschiedene Lagen im Verhältniss zum Felde einnehmen, und endlich kann noch die Periodenzahl variiert werden.

Fliesst ein Wechselstrom in einer Leitung und befinden sich massive (nicht lamellierte) Metallmassen in der Nähe des Leiters, so entstehen in diesen Körpern Wirbelströme, die auf das vom Wechselstrom erzeugte Feld dämpfend zurückwirken. Die Dämpfung ist proportional der Periodenzahl. Je grösser also die Periodenzahl ist und je mehr massive Metallmassen vorhanden sind, desto grösser ist die Dämpfung.

Die Kommutirung des Stromes entspricht einem Wechsel desselben und die Kurzschlusszeit entspricht somit der Dauer einer halben Periode. Die meisten Kommutirungsvorgänge haben sehr grosse Periodenzahlen (200 bis 700 Perioden in der Sekunde). Deswegen müssen die Versuche zur Bestimmung von  $L$  und  $M$  auch bei hohen Periodenzahlen gemacht werden, wenn die Armatur sich im Felde befindet; denn sonst würde man die Koeffizienten wegen der kleineren Dämpfung der Wirbelströme zu gross erhalten. Das wird auch durch Versuche bestätigt. Liegt die betrachtete Spule der Armatur in der neutralen Zone des Feldes, d. h. liegen die Spulenseiten zwischen den Polspitzen zweier Polschuhe, so hat man, wenn sonst alles andere gleich gehalten wird, in dieser Lage der Spule die kleinste Selbstinduktion, weil der Kraftfluss, der in die

Polschuhe eintritt, einen langen Weg durch das massive Joch (Fig. 263) hat und hier fast vollständig, besonders wenn die Erregerspulen kurzgeschlossen sind, vernichtet wird. Durch Versuch findet man, dass nur ein Kraftfluss von wenigen Procenten des totalen

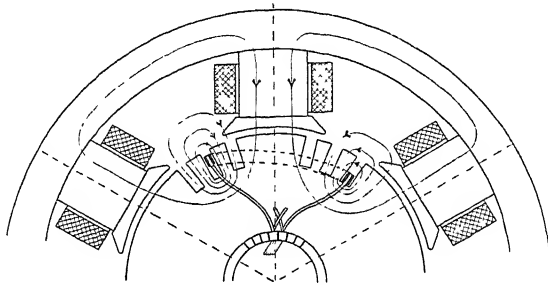


Fig. 263. Kraftlinienbild einer kurzgeschlossenen Spule.

Wechselkraftflusses durch das Joch geht, wenn die Periodenzahl wenigstens Hundert übersteigt. Aus diesem Grunde kann man, besonders bei glatten Armaturen, kleinere Induktionskoeffizienten bei einer Lage der Spulen in der neutralen Zone beobachten, als wenn die Armatur aus dem Felde entfernt ist.

Ist die Armatur dagegen so gedreht, dass die Spulenseiten unter der Mitte der Polschuhe liegen, so erhält man den maximalen Werth von  $L$  und  $M$ , weil der Kraftlinienweg im Eisen klein ist. Sind die Polschuhe lamellirt, so werden die Induktionskoeffizienten für diese Lage der Spulen noch grösser werden. Diese Lage spielt aber bei der Kommutirung keine Rolle, weshalb wir uns auf die Lage der Spulenseiten zwischen den Polspitzen beschränken. Je mehr die Spulenseiten gegen die Polspitzen hin verschoben werden, desto grösser wird  $L$ , wenn das Feld unerregt ist, wie man deutlich aus der Kurve I Figur 264 sieht. Ist das Feld dagegen kräftig erregt und die Zähne stark gesättigt, so bekommt man die Kurve II. Diese beiden Kurven sind von Herrn Dipl.-Ing. H. Gallusser gelegentlich seiner Doktorarbeit im elektrotechnischen Institut in Karlsruhe aufgenommen worden.

Die Zähne werden jedoch in der Lage, wo der Strom kommutirt wird, nicht so stark gesättigt werden können, dass die Sättigung auf die Selbstinduktion einen messbaren Einfluss ausüben kann.

Hieraus folgt, dass in einem Generator  $L$  und  $M$  während des Kurzschlusses wachsen und in einem Motor abnehmen.

Ferner ist es günstig, wenn die Polspitzen stark gesättigt wer-

den, weil dadurch die magnetische Leitfähigkeit derselben für den Wechselkraftfluss verkleinert wird.

Aus dem Vorhergehenden ist ersichtlich, dass der Selbstinduktionskoefficient einer Spule eines Nutenankers für die Lage der betrachteten Spule in der neutralen Zone bei Steigerung der Periodenzahl sich mehr und mehr dem Werth nähert, den man für die Armatur in der Luft erhält, und den die Kurve III in Fig. 264

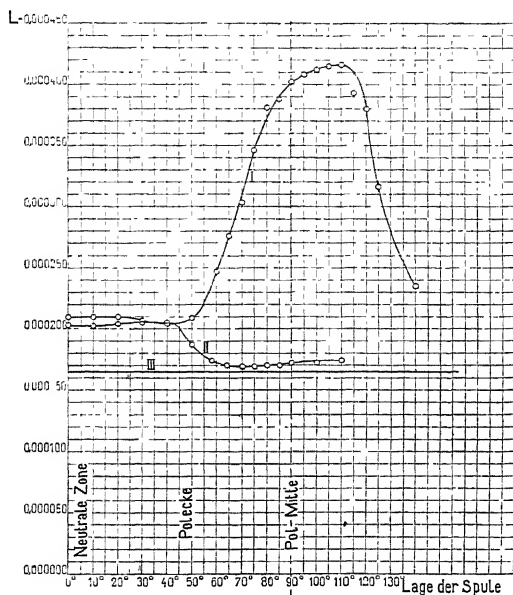


Fig. 264. Der Selbstinduktionskoefficient einer Armaturspule bei verschiedenen Lagen derselben im Felde. Kurve I Feld unerregt. Kurve II Feld normal erregt.

darstellt; bei ca. 300 Perioden werden die zwei Werthe zusammenfallen. Mit dem letzten Werth darf man deswegen rechnen. Er ist übrigens sehr wenig von der Periodenzahl abhängig, so dass er selbst unter Benutzung eines Wechselstromes von einer kleinen Periodenzahl bestimmt werden kann.

Dieser Werth stimmt auch fast immer mit dem berechneten Werth überein; denn wenn die Armatur in der Luft liegt, sind keine massiven Metallmassen ausser den Kupferleitern selbst vorhanden. In diesen werden aber auch Wirbelströme inducirt und zwar von den Kraftflüssen, die quer über die Nut gehen. Diese Wirbelströme wirken 1. auf den Kraftfluss dämpfend zurück, und 2. superponiren sie sich so über den Hauptstrom, dass man in dem Theil des Stabes, der der Armaturoberfläche am nächsten liegt, eine



grössere Stromdichte erhält als in dem Theil, der tiefer in der Nut liegt; diese Wirkung wird oft mit Skineffekt bezeichnet.

Die in der Figur 264 dargestellten Kurven beziehen sich auf eine 16,75 cm lange zweipolige Armatur mit einer Spulenseite von 8 Drähte pro Nut. Die Nuten waren nur 2,5 mm breit und 22 mm tief; es wurde die Selbstinduktion einer Spule

für die Armatur in der Luft zu . . . . .	0,000165 Henry
für die Armatur im Felde bei 150 Perioden zu	0,000173 „
für die Armatur im Felde bei 50 Perioden zu	0,000210 „

gemessen, während die Berechnung  $L = 0,000165$  Henry ergibt.

Wir gehen nun dazu über, einige Versuchswerthe mit den berechneten Werthen zu vergleichen, und werden finden, dass die berechneten Werthe ganz gut mit denen übereinstimmen, die man bei Lagerung der Armatur in der Luft oder für die Spule in der Kommutirlage findet; besonders bei schmalen und tiefen Nuten ist die Uebereinstimmung vollständig befriedigend.

Beispiel I. In „Electric Generators“ von Parshall und Hobart findet man in der Tabelle 46 die magnetische Leitfähigkeit um drei Versuchsspulen herum, die die Nuten des Ankers eines vierpoligen Trammotors ausfüllen, zu  $\frac{1}{2}33,7$  per engl. Zoll oder 6,68 per Centimeter Länge des Armatureisens angegeben; die Armatur ist in der Luft gelagert. Für die Berechnung dieser Leitfähigkeit benutzen wir die folgenden Grössen

$$r_3 = r_1 = 0,56 \text{ cm}; \quad r = 2,75 \text{ cm}; \quad r_5 = 0,6 \text{ cm};$$

$$\tau = 32 \text{ cm}; \quad p = 2; \quad r_2 = \frac{2}{3}\tau = 21,3 \text{ cm};$$

$$l_i = 21 \text{ cm}; \quad l_s = 38,5 \text{ cm} \text{ und } d_s = 2 \text{ cm}.$$

Also

$$\lambda_n + \lambda_k + \frac{l_s}{l_i}\lambda_s = 3,4 + 1,92 + 1,85 \cdot 0,49 = 6,23.$$

Der berechnete Werth ist somit etwas kleiner als der gemessene; die Differenz der beiden ist aber nicht grösser als diejenige, die von einer unrichtigen Schätzung der Grössen  $d_s$ ,  $l_s$  oder  $r_s$  herrühren kann.

Beispiel II. Dieses Beispiel ist auch dem oben citirten Buche von Parshall und Hobart entnommen. Das Versuchsobjekt war ein moderner vierpoliger Trambahnmotor, wovon die Fig. 265 ein Bild giebt. Die Hauptdimensionen waren die folgenden



Für die Berechnung der verschiedenen Leitfähigkeiten sind folgende Werthe zu benutzen:

$$r_3 = r_1 = 1,19 \text{ cm}; \quad r_5 = 0,6 \text{ cm}; \quad r = 1,35 \text{ cm};$$

$$\tau = 22 \text{ cm}; \quad p = 2; \quad r_2 = \frac{2}{3} \tau = 14,5 \text{ cm};$$

$$l_i = 23 \text{ cm}; \quad l_s = 27,5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad d_s = 1,1 \text{ cm}.$$

Die berechneten Werthe sind mit den Minimalwerthen zu vergleichen. In der folgenden Tabelle sind alle Werthe zusammengestellt.

Anzahl Spulen in Serie	Anordnung der Spulen in den Nuten	Leitfähigkeit pro cm Länge des Armatureisens		
		Berechnet	Nach Versuch	
			Minimal- werth	Maximal- werth
1	Nut 1, Spule B	5,9	7,5	13,6
2	Nut 1, Spule A u. B	5,9	7,25	13,3
	Nut 1, Spule B Nut 2, Spule B	4,05	4,9	10,45
3	Nut 1, Spule A, B u. C	5,9	6,75	13,6
	Nut 1, Spule A u. B Nut 2, Spule B	3,65	4,6	11,5
	Nut 1, Spule B Nut 2, Spule B Nut 3, Spule B	2,6	3,55	9,25
4	Nut 1, Spule A, B u. C Nut 2, Spule B	3,9	4,85	11,6
	Nut 1, Spule A u. B Nut 2, Spule A u. B	3,35	4,65	11,35
	Nut 1, Spule A u. B Nut 2, Spule B Nut 2, Spule B	2,8	3,9	9,6
	Nut 1, 2, 3 u. 4; Spule B	2,1	3,1	8

Die Tabelle zeigt, dass je mehr Spulen einer Nut in Serie geschaltet sind, um so näher liegt der berechnete Werth dem Minimalwerth. Es ist aber nie mehr als die Hälfte der Spulenseiten einer Nut in Serie geschaltet worden; deshalb liegen die berechneten Werthe auch alle tiefer als die Minimalwerthe. Aber trotzdem zeigt die Tabelle doch eine gewisse Uebereinstimmung zwischen den berechneten Werthen und den Minimalwerthen, weil die Werthe miteinander zu- oder abnehmen; man kann ferner behaupten, dass die Rechnung um so bessere Resultate ergiebt, je vollständiger die Nut von den betrachteten Spulenseiten ausgefüllt ist.

Die Versuche zeigten ferner, dass man denselben Werth für die Leitfähigkeit erhält, einerlei welche der drei Spulen A, B, C man für sich allein untersuchte.

Beispiel III. In dem Laboratorium des Elektrotechnischen Instituts in Karlsruhe ist ein Nutenanker eingehend untersucht worden. Die Daten des Ankers sind die Folgenden:

Durchmesser des Ankers . . . . 17 cm

Länge desselben . . . . . 17 cm

Nutenzahl 45.

$$r_1 = r_3 = 0,53 \text{ cm}; \quad r_5 = 0,4 \text{ cm}; \quad r = 0,95 \text{ cm}$$

$$\text{resp.} = 1,9 \text{ cm}; \quad \tau = 26,8 \text{ cm}; \quad \nu = 1;$$

$$r_2 = \frac{1}{2} \tau = 13,4 \text{ cm}; \quad l_i = l = 17 \text{ cm}; \quad l_s = 24 \text{ cm und}$$

$$d_s = 1,56 \text{ cm.}$$

Es wurde zuerst eine Spule, die aus 20 Windungen bestand, in zwei diametral liegenden Nuten gewickelt und durch dieselbe ein Wechselstrom von 150 Perioden geschickt. Das eine Mal war die Spulenseite allein in der Nut und die Armatur in der Luft gelagert, und das andere Mal waren zwischen den Spulenseiten und den Nutenwänden auf beiden Seiten 0,7 mm dicke Messingbleche von der Höhe der Nut eingelegt worden.

Beim ersten Versuch ergab sich

$$L = 0,000699$$

oder die Leitfähigkeit pro Centimeter Länge des Armatureisens

$$\lambda_n + \lambda_k + \frac{l_s}{l_i} \lambda_s = 5,15$$

und beim zweiten

$$L = 0,000584$$

d. h. die Leitfähigkeit gleich 4,3.

Diese zwei Bleche von 0,7 mm Dicke dämpfen also schon bei 150 Perioden die Leitfähigkeit auf den 0,85. Theil herab. Da nun die Dämpfung der Periodenzahl proportional ist, so werden die Kupferstäbe von Nutenankern eine bedeutende dämpfende Wirkung bei den grossen Periodenzahlen, die der kurzen Kommutationszeit entsprechen, ausüben.

Ferner wurden zwei Spulen auf die Armatur gewickelt, um die gegenseitige Induktion zweier Spulen für verschiedene Lagen derselben zu ermitteln, und um die dämpfende Wirkung zu bestimmen, die eine Spule auf eine andere ausübt, wenn sie kurzgeschlossen wird. Man schliesst die zweite Spule kurz und schickt in die erste einen Wechselstrom; dadurch erhält man scheinbar einen kleineren Werth für die Selbstinduktion der ersten, als wenn die zweite Spule offen ist. Aus diesen Versuchen kann somit ermittelt werden, wie viel man von der Selbstinduktion einer Spule für jede benachbarte kurzgeschlossene Spule abziehen muss, um die scheinbare Selbstinduktion dieser Spule zu erhalten. Die ermittelten Resultate sind in der Tabelle, Seite 345, zusammengestellt. In die erste Spule wird bei

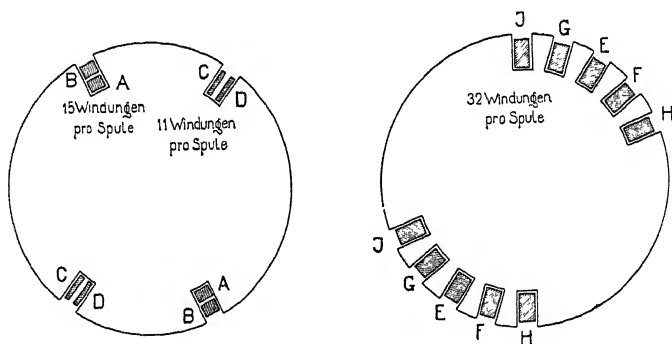


Fig. 266. Anordnung der Spulen auf dem zweipoligen Anker bei der Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten.

allen Versuchen ein Wechselstrom von 50 Perioden hineingeschickt, während die zweite Spule entweder offen ist zur Bestimmung von  $M$ , oder kurzgeschlossen ist, zur Bestimmung von  $L_s$ . Die Anordnung der Spulen geht aus der Fig. 266 hervor.

Lage der ersten Spule	Lage der zweiten Spule	Leitfähigkeit der Selbstinduktion der ersten Spule pro cm Länge des Armatur- eisens		Leitfähigkeit der gegenseitigen In- duktion pro cm Länge des Armatur- eisens, gemessen an der zweiten Spule		Leitfähigkeit der schein- baren Selbst- induktion der ersten Spule pro cm
		Experimentell	Berechnet	Experimentell	Berechnet	Experimentell
A	B	7,5	7,2	4,6	5,3	6,5
B	A	5,85	5	4,65	5,3	4,7
C	D	6,4	5,8	3,9	5,8	4,95
E	F	5,75	5,5	0,94	0,98	5,5
F	G	5,75	5,5	0,74	0,73	5,65
G	H	5,75	5,5	0,66	0,59	5,7
H	I	5,75	5,5	0,56	0,49	5,7

## 90. Die Vorausberechnung von $L + \Sigma(M)$ .

Wir haben gesehen, dass die berechneten Werthe eher kleiner sind als die durch Versuch gefundenen; ferner ändert  $L + \Sigma(M)$  sich während des Kurzschlusses, weil die Spulen sich den Pol-  
schuhen nähern oder sich von denselben entfernen und weil die gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen während der ganzen Kurzschlusszeit nicht dieselben sind. Am Anfang der Kurzschlussperiode liegen z. B. alle die übrigen kurzgeschlossenen Spulen auf der

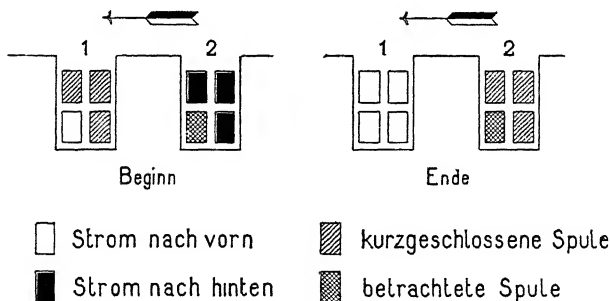


Fig. 267. Die kurzgeschlossenen Spulenseiten beim Beginn und Ende der Kurzschlusszeit.

linken Seite der betrachteten Spule und am Schluss der Periode auf der rechten Seite der Spule (siehe Fig. 267). Endlich ist es

in Bezug auf  $\Sigma M$ , beim Vorhandensein mehrerer Stäbe in derselben Nut, nicht gleichgültig, ob der Stab auf der einen oder auf der anderen Seite der Nut liegt. In Figur 267 ist z. B.  $\Sigma(M)$  am Schluss der Periode grösser als am Anfang.

Ziehen wir nun in Betracht, dass wir durch Rechnung nicht leicht zu grosse Werthe erhalten, und dass ein etwas zu grosser Werth nur zur Folge hat, dass das nöthige kommutirende Feld etwas zu stark berechnet wird, wodurch die Stromdichte unter der ablaufenden Bürstenspitze etwas kleiner als der Mittelwerth  $s_u$  ausfällt, was eher günstig als schädlich auf die Kommutirung einwirkt, so verfährt man sicher, wenn man den grösstmöglichen Werth, den  $L + \Sigma(M)$  überhaupt haben kann, berechnet. Dadurch wird die Berechnung von  $L + \Sigma(M)$  sehr vereinfacht und zugleich am zuverlässigsten.

Wir müssen nun untersuchen, erstens wie viele Spulen während des Kurzschlusses in Serie geschaltet sind, zweitens wie viele Spulen auf die ersten in Serie geschalteten Spulen gegenseitig inducirend wirken und drittens wie diese Spulen relativ zu den ersten in den Nuten liegen.

Im allgemeinen legt man alle  $2p$  Bürsten auf, weil dadurch Unsymmetrien vermieden werden. Durch Weglassung von  $p_w$  auf einander folgende gleichnamige Bürsten erhält man  $(p_w + 1)$  in Serie geschaltete kurzgeschlossene Spulen zwischen zwei gleichpoligen Bürsten, dagegen zwischen den anderen nur eine Spule. Die einzelnen Kommutationen müssten deswegen in verschiedenen Feldern gleich gut vor sich gehen, was nicht immer möglich ist.

Sind alle  $2p$  Bürsten aufgelegt, so wird jede Spule für sich kurzgeschlossen, und im ganzen können

$$2a \frac{b_r}{\beta} = 2p \cdot \frac{\tilde{b}_r}{\beta} = 2p \left[ \frac{b_1}{\beta} + 1 - (p_w + 1) \frac{a}{p} \right]$$

Spulen sich gleichzeitig in Kurzschluss befinden (hier ist  $p_w = 0$  zu setzen). Auf jede Kommutirungszone oder neutrale Zone kommen somit  $\frac{b_r}{\beta}$  Spulen oder

$$u \cdot \frac{b_r}{\beta} = u \cdot \left[ \frac{b_1}{\beta} + 1 - (p_w + 1) \frac{a}{p} \right] = u_k$$

Spulenseiten, wo für  $\frac{b_r}{\beta}$  immer die nächst grössere ganze Zahl einzusetzen ist, da nur eine ganze Anzahl Spulen kurzgeschlossen werden kann. Jede Spulenseite besitzt  $w$  Leiter, die in Serie geschaltet sind, und jeder Leiter führt den Strom  $i_a$ .

In Bezug auf die gegenseitige Lage der Spulen können zwei Fälle unterschieden werden, nämlich 1) Wicklungen mit verkürztem Schritte (Sehnenwicklungen), deren Theilschritte somit ungleich gross sind, und 2) Wicklungen mit unverkürztem Schritte und fast gleichgrossen Theilschritten; diese Wicklungen werden im Gegensatz zu den ersten Durchmesserwicklungen genannt.

Bei den Sehnenwicklungen werden die  $u_k$  Spulenseiten, die in derselben neutralen Zone liegen, nicht neben einander zu liegen kommen, sondern in zwei Gruppen getheilt werden, wovon jede  $\frac{u_k}{2}$  Spulenseiten enthält. Die eine Gruppe von kurzgeschlossenen Spulenseiten, die z. B. in dem unteren Theil der Nut liegt, gehört den Spulen an, die von der positiven Bürste kurzgeschlossen werden, und die anderen, die oben in der Nut liegen, den Spulen an, die von den negativen Bürsten kurzgeschlossen werden.

Zwischen den beiden Gruppen von kurzgeschlossenen Spulenseiten liegen Leiter, die abwechselungsweise von Strömen in verschiedenen Richtungen durchflossen werden und deswegen keine Rückwirkung auf das Feld ausüben können, worauf wir später zurückkommen werden.

In der letzten Zeit ist man jedoch namentlich bei grösseren Umfangsgeschwindigkeiten des Ankers von derartigen Wicklungen abgekommen. Vom Gesichtspunkte der Kommutirung aus haben die Sehnenwicklungen nämlich den Nachtheil, dass die gegenseitige Induktion  $\Sigma(M)$  kleiner ist als bei den Durchmesserwicklungen, und dass die gegenseitige Induktion zwischen den von den positiven Bürsten und den von den negativen Bürsten kurzgeschlossenen Spulen fast Null ist, wodurch die Kommutirungen unter den Bürsten von verschiedener Polarität sich nicht gegenseitig beeinflussen können. Bei den Durchmesserwicklungen liegen alle kurzgeschlossenen Spulenseiten  $u_k$  jeder neutralen Zone neben einander, wie aus Fig. 107 ersichtlich ist. Wir beschränken uns deswegen im Folgenden bei der Aufstellung von Formeln für  $L + \Sigma(M)$  auf die Durchmesserwicklungen; wir nehmen zuerst an, es seien alle  $2p$  Bürsten aufgelegt und alle gleich weit von einander entfernt.

Unter Benutzung der Gleichungen 94—97 folgt ganz allgemein

$$L + \Sigma M = \frac{u \cdot w^2}{10^8} [l_i \cdot (\lambda_n + \Sigma \mu_n) + l_k \cdot (\lambda_k + \Sigma \mu_k) + l_s (\lambda_s + \Sigma \mu_s)].$$



Gewöhnlich ist  $u=2$  bei Trommelankern  
und  $u=1$  bei Ringankern

und nur bei Wicklungen mit verminderter Kollektorlamellenzahl wird  $u > 2$ .

Bei der Berechnung der Werthe  $\lambda$  und  $\mu$  ist die Anordnung der Spulenseiten in den Nuten zu berücksichtigen.

Wir betrachten zuerst die einfachsten Fälle mit  $b_r \leq \beta$ , wo wir also, wenn alle  $(2p)$  Bürsten aufliegen, 2 kurzgeschlossene Spulenseiten pro neutrale Zone haben.

a) Die Spulenseiten sind in zwei Ebenen (d. h. übereinander) angeordnet, wie Figur 268 zeigt.

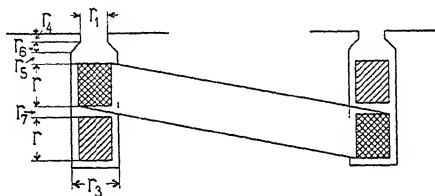


Fig. 268. Die Spulenseiten sind in zwei Ebenen angeordnet.

In derselben ist die betrachtete Spule kreuzweise schraffiert, während die übrigen kurzgeschlossenen Spulen einfach schraffiert sind.

Da die Seiten einer Spule eine verschiedene Lage in der Nut haben, müssen wir für  $\lambda_n$  einen Mittelwerth

$$\lambda_n = \frac{\lambda_{nu} + \lambda_{no}}{2}$$

eingeführen, worin  $\lambda_{no}$  für die oben und  $\lambda_{nu}$  für die unten liegende Seite nach Gleichung 94, Seite 331, berechnet wird.

Wir erhalten

$$\lambda_n = 1,25 \left[ \frac{r}{3r_3} + \frac{2 \cdot r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} + \frac{\frac{1}{2}(r_5 + r_5 + r + r_7)}{r_3} \right]$$

Ferner wird

$$\Sigma \mu_n = 1,25 \left( \frac{r}{2r_3} + \frac{2 \cdot r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

und wenn wir  $r_7$  als klein vernachlässigen

$$\lambda_n + \Sigma \mu_n = 2,5 \left( \frac{2r}{3r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

Ferner ist

$$\lambda_k = \Sigma \mu_k = 0,92 \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right)$$

also

$$\lambda_k + \Sigma \mu_k = 1,84 \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right)$$

und

$$\lambda_s = 0,46 \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,1.$$

b) Die Spulenseiten sind in einer Ebene (neben ein-  
ander) angeordnet wie die Figur 269 zeigt.

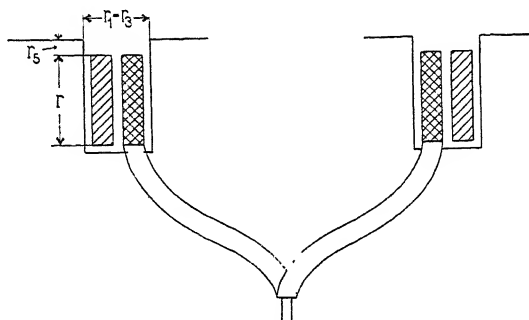


Fig. 269. Die Spulenseiten sind in einer Ebene nebeneinander angeordnet.

Es ist

$$\lambda_n + \Sigma \mu_n = 2\lambda_n = 2,5 \left( \frac{r}{3r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2 \cdot r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

$$\lambda_k + \Sigma \mu_k = 2\lambda_k = 1,84 \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right)$$

und

$$\lambda_s = 0,46 \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,1.$$

Sind allgemein  $u_k$  Spulenseiten pro neutrale Zone kurzgeschlossen,  
und liegen  $u_n$  Spulenseiten in jeder Nut, so wird für den Fall

a) dass die Spulenseiten in 2 Ebenen liegen

$$\lambda_n + \Sigma \mu_n = 1,25 \cdot u_n \left( \frac{2r}{3r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right) \quad (98)$$

und für den Fall

b) dass die Spulenseiten in einer Ebene angebracht  
sind,

$$\lambda_n + \Sigma \mu_n = 1,25 \cdot u_n \cdot \left( \frac{r}{3r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2 \cdot r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right). \quad (99)$$

In beiden Fällen erhält man für

$$\frac{u_k}{u_n} \leq 1 \quad \lambda_k + \Sigma \mu_k = 0,92 u_k \cdot \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right) \quad (100)$$

$$1 < \frac{u_k}{u_n} \leq 3 \quad \lambda_k + \Sigma \mu_k = 0,92 u_n \log \left( \frac{\pi t_1}{r_1} \right) + 0,92 u_k \log \left( \frac{\tau}{t_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right) \quad (101)$$

$$3 < \frac{u_k}{u_n} \leq 5 \quad \lambda_k + \Sigma \mu_k = 0,92 u_n \log \left( \frac{\pi t_1}{r_1} \right) + 0,83 u_n \\ + 0,92 u_k \log \left( \frac{\tau}{t_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right) \quad (102)$$

$$\text{und} \quad \lambda_s + \Sigma \mu_s = 0,23 \cdot u_k \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,05 \cdot u_k \quad (103)$$

wo  $d_s$  gleich dem Durchmesser eines Kreises, dessen Umfang gleich demjenigen von  $\frac{1}{2} u_k$  neben einander liegenden Stirnverbindungen ist.

Liegen nicht alle  $2p$  Bürsten auf oder sind einzelne gegenüber den anderen derselben Polarität aus der symmetrischen Lage verschoben, so kann man  $(p_w + 1)$  Spulen in Serie zwischen zwei Bürsten derselben Polarität haben, und  $L + \Sigma(M)$  wird somit  $(p_w + 1)$ mal grösser als für den obigen Fall mit  $2p$  Bürsten.

Ist die Armatur mit einer Sehnenwicklung statt mit einer Durchmesserwicklung versehen, so ist überall in den Formeln 100 bis 103,  $\frac{1}{2} u_k$  statt  $u_k$  einzuführen, wenn die kleine gegenseitige Induktion zwischen den zwei Gruppen von kurzgeschlossenen Spulenseiten in derselben neutralen Zone vernachlässigt wird.

Statt nun  $L + \Sigma(M)$  für sich zu berechnen, kann man auch direkt

$$\frac{L + \Sigma M}{T} i_a = e_M \text{ rechnen,}$$

$$e_M = \frac{u \cdot w^2 i_a}{10^8 T} [l_i (\lambda_n + \Sigma \mu_n) + l_i (\lambda_k + \Sigma \mu_k) + l_s (\lambda_s + \Sigma \mu_s)].$$

Nun ist

$$u \cdot w = \frac{N}{K}$$

$$T = \frac{b_r}{100 v_k} = \frac{b_r \frac{D}{D_K}}{100 v} = \frac{b'_r}{100 v}$$

$b'_r$  ist die Projektion der Bürstenbreite im reducirten Schema auf den Ankerumfang.

Also kann man schreiben

$$e_M = \frac{N}{K} \cdot \frac{l_i \cdot v \cdot 100}{10^8} \cdot \frac{i_a w}{b'_r} [\lambda_n + \Sigma \mu_n + \lambda_k + \Sigma \mu_k + \frac{l_s}{l_i} (\lambda_s + \Sigma \mu_s)]$$

$b'_r \cdot AS = i_a \cdot w \cdot u_k$  giebt die Zahl der Ampèrewindungen an, die die gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen haben würden, wenn sie von dem vollen Strome  $i_a$  durchflossen wären.

Daraus folgt, wenn  $v$  in m/sec gemessen wird,

$$e_M = \frac{N}{K} \cdot l_i \cdot v \cdot AS \cdot \lambda_M \cdot 10^{-6} \text{ Volt,}$$

wo

$$\lambda_M = \frac{1}{u_k} \left[ \lambda_n + \Sigma \mu_n + \lambda_k + \Sigma \mu_k + \frac{l_s}{l_i} (\lambda_s + \Sigma \mu_s) \right]. \quad (104)$$

nichts anders ist als die Leitfähigkeit des von den kurzgeschlossenen Spulen erzeugten Kraftflusses pro cm Länge des Armatureisens, d. h. eine Art spezifische Leitfähigkeit wie  $\lambda_q$  (Seite 258).

Allgemein ist nun

$$e_M = \frac{L + \Sigma(M)}{T} i_a = (1 + p_w) \frac{N}{K} \cdot AS \cdot l_i \cdot v \cdot \lambda_M 10^{-6} \text{ Volt} \quad (105)$$

wo  $v$  in m/sec einzuführen ist.

## 91. Die Vorausberechnung des scheinbaren Selbstinduktionskoeffizienten $L_s$ , der in dem Ausdruck für $A$ steht.

$$L_s = L - \Sigma \left( \frac{M^2}{L} \right)$$

sollte sich nun bestimmen lassen, indem man einfach die Summe der Quadrate der gegenseitigen Induktionskoeffizienten bildet. Aber die in dieser Weise bestimmten Werthe weichen viel von den Versuchsergebnissen ab; denn die Kraftflussvertheilung in den Nuten wird eine ganz andere, wenn bei den Versuchen eine oder mehrere Spulen kurzgeschlossen sind, als diejenige, die wir bei der Berechnung von  $L$  und  $\Sigma(M)$  angenommen haben.

Um die scheinbare Selbstinduktion

$$L_s = L - \Sigma \left( \frac{M^2}{L} \right)$$

zu bestimmen, kann man folgende Schlüsse aus den vorhin angeführten Versuchen ziehen.

Wir müssen dabei zwei Fälle unterscheiden:

1. Fall. Von allen kurzgeschlossenen Spulenseiten einer Nut tritt die betrachtete Spule in einem Momente allein aus dem Kurzschluss heraus, wie es z. B. bei Sehnenwicklungen und den Durchmesserwicklungen mit  $\frac{K}{2p}$  gleich einer gebrochenen Zahl der Fall ist.

Wird der zusätzliche Strom  $i_s$  aller übrigen kurzgeschlossenen Spulen gleich Null gesetzt, so übt jede dieser Spulen eine dämpfende Wirkung auf die Selbstinduktion der betrachteten Spule aus, wobei die dämpfende Wirkung von kurzgeschlossenen Spulen, die in benachbarten Nuten liegen, vernachlässigbar ist.

Das Verhältniss der scheinbaren zur wirklichen Selbstinduktion kann durch einen Faktor  $k_s$  ausgedrückt werden; es ist dann

$$L_s = k_s \cdot L$$

$L$  lässt sich wie  $L + \Sigma M$  wie folgt berechnen

$$L = \frac{u \cdot w^2}{10^9} [l_i (\lambda_n + \lambda_k) + l_s \cdot \lambda_s]$$

wo

$$\lambda_s = 0,46 \log \left( \frac{l_s}{d_s} \right) - 0,1$$

$$\lambda_k = 0,92 \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right)$$

und für den Fall a) Fig. 268

$$\begin{aligned} \lambda_n &= 1,25 \left[ \frac{r}{3 r_3} + \frac{2 r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} + \frac{\frac{1}{2} (r_5 + r_5 + r + r_7)}{r_3} \right] \\ &= 1,25 \left( \frac{5}{6} \cdot \frac{r}{r_3} + \frac{2 r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} + \frac{r_5}{r_3} \right) \end{aligned}$$

für den Fall b) Fig. 269

$$\lambda_n = 1,25 \left( \frac{r}{3 r_3} + \frac{2 r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} + \frac{r_5}{r_3} \right).$$

2. Fall. Von allen kurzgeschlossenen Spulenseiten einer Nut treten ein Paar Spulenseiten gleichzeitig aus dem Kurzschluss heraus, wie es bei Durchmesserwicklungen mit  $\frac{K}{2\mu}$  gleich einer ganzen Zahl der Fall ist.

Hier kann man setzen

$$L_s = k_m (L + M)$$

wo, nach der früher abgeleiteten Formel

$$(L + M) = \frac{u \cdot w^2}{10^5} \cdot [l_i (\lambda_n + \mu_n + \lambda_k + \mu_k) + l_s \lambda_s]$$

weil

$$\mu_s = 0$$

und wo

$$\lambda_k + \mu_k = 1,84 \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \cdot \frac{\mu}{1 + \mu} \right).$$

Für den Fall a) Fig. 268 ist

$$\lambda_n + \mu_n = 2,5 \left( \frac{2r}{3r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

und für den Fall b) Fig. 269

$$\lambda_n + \mu_n = 2,5 \left( \frac{r}{3r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

Hieraus folgt, dass  $L + M$  fast doppelt so gross ist als  $L$ , so dass die Formel

$$L_s = k_s \cdot L$$

auch hier gebraucht werden kann. Es wird dann  $k_s = 2k_m$ .

Für Drahtwicklungen hat  $k_s$  etwa folgende Werthe

Anzahl gleichzeitig kurz- geschlossener Spulenseiten pro Nut	$k_s$	
	Eine Spulenseite tritt allein aus dem Kurzschluss heraus	Zwei Spulenseiten pro Nut treten zu- sammen aus dem Kurzschluss heraus
2	0,8 bis 0,85	2,0
4	0,6 „ 0,7	1,6 bis 1,7
6	0,45 „ 0,6	1,4 „ 1,6
8	0,35 „ 0,5	1,2 „ 1,4

Bei Wicklungen aus massiven Stäben wirkt noch die Schirmwirkung der Stäbe (siehe Seite 339) auf eine Verminderung der Selbstinduktion, und  $k_s$  nimmt kleinere Werthe an.

Da in späteren Formeln nur der Ausdruck

$$\frac{2i_a L_s}{T} = k_s \cdot \frac{2i_a L}{T} = k_s \cdot e_L$$

vorkommt, so berechnen wir direkt

$$e_L = \frac{2i_a L}{T}$$

und finden ähnlich wie für  $e_M$

$$e_L = (1 + p_w) \frac{N}{K} \cdot AS \cdot l_i \cdot v \cdot \lambda_L \cdot \frac{\beta}{b_r} 10^{-6} \text{ Volt} \quad . \quad (106)$$

wo

$$\lambda_L = \frac{2}{u} \left[ \lambda_n + \lambda_k + \frac{l_s}{l_i} \lambda_s \right]$$

Fall a)

$$\lambda_n = 1,25 \left( \frac{2}{3} \frac{r}{r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

Fall b)

$$\lambda_n = 1,25 \left( \frac{1}{3} \frac{r}{r_3} + \frac{r_5}{r_3} + \frac{2r_6}{r_1 + r_3} + \frac{r_4}{r_1} \right)$$

und

$$\lambda_k = 0,92 \log \left( \frac{\pi \tau}{r_1} \cdot \frac{p}{1+p} \right)$$

$$\lambda_s = 0,46 \log \frac{l_s}{d_s} - 0,1.$$

Als bestes Mittel, um sicher zu rechnen, empfiehlt es sich, für jeden einzelnen Fall die Lage der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulenseiten zu untersuchen.

## 92. Anordnungen zur Verkleinerung der scheinbaren Selbstinduktion einer kurzgeschlossenen Spule.

Um die scheinbare Selbstinduktion möglichst klein zu machen, giebt man einem Wicklungselemente gewöhnlich nicht mehr als zwei inducirte Seiten, d. h. man macht  $u=1$  oder  $u=2$  und führt die Armatur mit weiten, nicht zu tiefen Nuten aus; in jede Nut legt man mehrere (4 bis 8) Spulenseiten und lässt jede Bürste mehrere Kollektorlamellen berühren; wie viele Kollektorlamellen gleichzeitig berührt werden dürfen, hängt von der zulässigen Kurzschlusszeit  $T$  bei dem gegebenen Kommutierungsfelde ab. — Die Elektrizitäts-Aktien-Gesellschaft vorm. W. Lahmeyer & Co. staffelt oft

die Bürsten so, dass ca.  $\left(a + \frac{1}{2}\right)$  Lamellen von den Bürsten jedes Bolzens gleichzeitig berührt werden, und hat dadurch günstige Resultate erreicht. Durch dieses Verfahren erhält man auch weniger Unsymmetrien der einzelnen Bürstenbolzen in Bezug auf die verschiedenen Ankerstromzweige.

Ferner soll das Verhältniss  $\frac{K}{2p}$  wenn möglich so gewählt werden, dass es gleich einer gebrochenen Zahl ist, weil dann zwei Spulenseiten derselben neutralen Zone nie in demselben Momente aus dem Kurzschluss heraustreten (siehe Fig. 85 u. 100). Ist  $\frac{K}{2p}$  gleich einer ganzen Zahl, so ist es zweckmässig, alle Bürsten einer Polarität um die Breite einer halben Kollektorlamelle weiter vor oder zurück im Felde relativ zu den Bürsten der zweiten Polarität zu verschieben (siehe Fig. 93).

Es ist also immer möglich, eine solche Anordnung zu treffen, dass in jeder neutralen Zone in einem bestimmten Momente nur eine Spulenseite den Kurzschluss verlässt.

Ungleiche Breiten und Theilungen der Kollektorlamellen verschieben den Zeitpunkt des Verlassens des Kurzschlusses ebenfalls, aber in periodisch veränderlicher Weise.

Der Amortisseur von Hutin und Leblanc, Fig. 270, besteht aus einer Reihe von Kupferstäben, die durch Löcher in die Polschuhe gesteckt und an beiden Enden durch zwei Kupferringe mit einander verbunden sind. Ein solcher Amortisseur in den neutralen Zonen angebracht würde auch die scheinbare Selbstinduktion etwas verkleinern, aber die Wirkung eines solchen Apparates ist zu klein im Verhältniss zu den Kosten desselben.

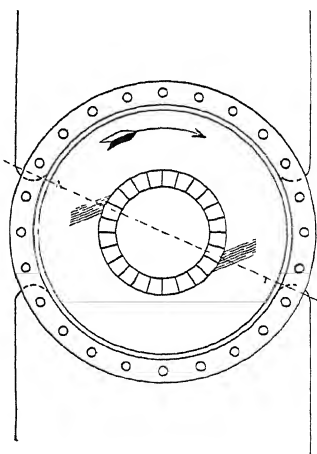


Fig. 270. Zweipolige Maschine mit Amortisseur von Hutin und Leblanc.

Wir haben gesehen, dass jede Unsymmetrie einer Maschine Veranlassung zu Erwärmung und Funkenbildung geben kann. Die Aequipotentialverbindungen sind nun vorzüglich geeignet, solche Unsymmetrien unschädlich zu machen. Bei der Betrachtung eines reducirten Schemas sieht man sofort, dass durch diese Verbindungen viele in sich stetig kurzgeschlossenen Stromkreise ent-



stehen, die eine kleine Impedanz haben. Ein solcher Stromkreis besteht immer aus zwei Gruppen gegen einander geschalteter Spulen, wie z. B.  $a_1 b_1$  und  $a_2 b_2$  in der Figur 67, und aus zwei Querverbindungen  $a_1 a_2$  und  $b_1 b_2$ . In einem solchen Stromkreis fliesst nur ein Strom, wenn die in den zwei Spulen inducirten und entgegengesetzt gerichteten EMKe nicht gleich gross sind. Das kann der Fall sein, wie früher erläutert, wenn die Wicklung nicht ganz symmetrisch ist oder wenn die magnetischen Felder, durch welche sich die Spulengruppen bewegen, nicht vollständig gleich sind. Da einzelne Spulen der beiden Gruppen eines solchen Stromkreises gleichzeitig kurzgeschlossen werden, werden bei einem ungleichen Verlauf der Kommutirung in den Spulen der beiden Gruppen in dem Stromkreise  $a_1 b_1 b_2 a_2 a_1$  verschiedene EMKe inducirt, deren Differenz sofort einen Ausgleichstrom zur Folge hat, der einen vollständig gleichen Verlauf der Kurzschlussströme herzustellen sucht.

Ausserdem induciren sich die Aequipotentialverbindungen gegenseitig und es entsteht eine dämpfende Wirkung.

Tritt z. B. in Fig. 67 aus irgend einem Grunde eine Unsymmetrie in der Kommutirung auf, so werden in dem Stromkreise  $b_1 c_1 c_2 b_2 b_1$  von den in  $a_1 b_1 b_2 a_2 a_1$  fliessenden Ausgleichströmen Ströme inducirt, die auf einen möglichst gleichen Verlauf aller Kurzschlussströme einwirken. — Die Hauptrolle spielt jedoch der direkte Ausgleich durch die in der Nähe der Bürsten befindlichen Verbindungen.

Die Aequipotentialverbindungen haben also sowohl bei den Schleifen- wie bei den Wellenwicklungen einen sehr günstigen Einfluss auf den Verlauf der Kommutirung, wie es sich auch in der Praxis sowohl bei den symmetrischen wie bei den unsymmetrischen Wicklungen gezeigt hat.

Die in der deutschen Patentschrift 119342 beschriebene Ausgleichwicklung von B. G. Lamme zur Ausgleichung der magnetischen Kraftflüsse bei elektrischen Maschinen mit Wellenwicklungen übt ähnlich wie die Aequipotentialverbindungen, eine dämpfende Wirkung auf die ungleichen Kurzschlussströme aus und sucht einen möglichst gleichen Verlauf derselben unter den verschiedenen Bürsten herzustellen. Diese Ausgleichwicklungen von Lamme bestehen je für sich aus  $p$  Spulenseiten, die gleichmässig auf dem Armaturumfange vertheilt sind und so unter sich zu einem oder mehreren geschlossenen Stromkreisen verbunden sind (Fig. 271), dass in denselben nur Ströme entstehen, wenn im Felde oder bei der Kommutirung Unsymmetrien vorhanden sind. Jede Armatur besitzt mehrere solcher Wicklungen. Bei der Reihen-Parallelschaltung, wo Aequipotentialverbindungen angebracht werden können, sind diese letz-

teren viel leichter anzuordnen und haben eine viel kräftigere Wirkung. Die Ausgleichwicklungen nach Lamme können bei den Reihenwicklungen günstig auf die Kommutation wirken, aber um einen merkbaren Einfluss zu erhalten, müssen ziemlich viele Wicklungen angebracht werden, die viel todes Kupfer erfordern und Platz einnehmen, so dass die Leistung der Maschine verkleinert wird.

Zuletzt soll noch darauf aufmerksam gemacht werden, dass die Anordnung der Drähte in den Nuten oft kleine Unsymmetrien in Bezug auf  $L + \Sigma(M)$  zur Folge haben kann, die unter Umständen durch eine passende Wahl der Theilschritte  $y_1$  und  $y_2$  vermieden werden können.

Jeden einzelnen Fall hier zu behandeln wurde zu weit führen, deswegen sollen folgende allgemeine Regeln angegeben werden, die die beste Anordnung sowohl in Bezug auf die Induktionskoeffizienten  $L + \Sigma(M)$  wie in Bezug auf die kommutierende EMK ( $e$ ) liefern.

Erstens soll, wenn eine Nut mehr als zwei Spulenseiten enthält, die eine Spulenseite oben links in der Nut liegen, wenn die zweite Spulenseite derselben Spule unten rechts liegt, d. h. es soll

$$y_2 = x \cdot u_n - 1,$$

wo  $x$  eine beliebige Zahl und  $u_n$  gleich der Anzahl Spulenseiten pro Nut ist.

Zweitens sollen die Spulenseiten, die von den Bürsten mit der Breite  $\beta \cdot \frac{a}{p}$  kurzgeschlossen werden, eine Entfernung von einander haben, die möglichst nahe gleich einer Poltheilung ist, d. h.

$$\frac{s}{2p} + u_n > y_2 \geq \frac{s}{2p},$$

so dass nur Durchmesserwicklungen zu empfehlen sind.

Als Beispiel kann Fig. 272 mit Fig. 98 verglichen werden.

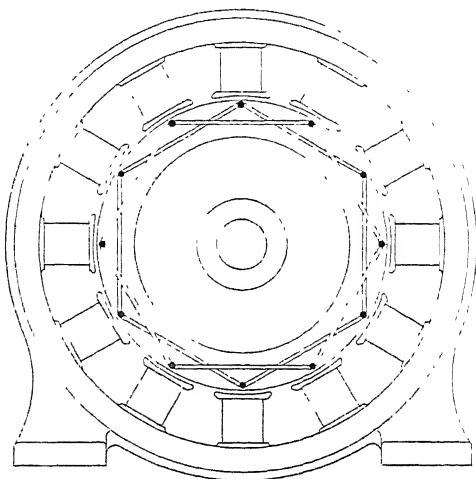


Fig 271. Ausgleichwicklung nach G. Lamme für Maschinen mit Reihenschaltung.

Die erste (Fig. 272) stellt eine Schleifenwicklung mit

$$s=52, \quad p=2 \quad \text{und} \quad u_n=4 \quad \text{dar,}$$

$$y_1 = \frac{s}{2p} = \frac{52}{4} = 13 \quad y_2 = \frac{52}{4} + 2 = 15 = 4 \cdot u_n - 1.$$

Hier hat man Symmetrie, wie es bei der Betrachtung der Figur ersichtlich ist.

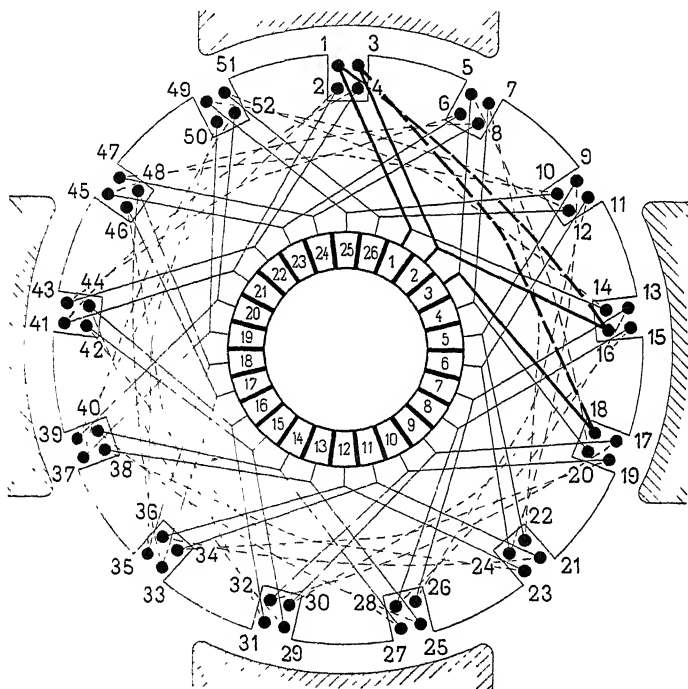


Fig. 272. Schleifenwicklung mit  $s=52$ ,  $p=2$ ,  $a=4$ ,  $u_n=4$  und  $y_2=4u_n-1$ .

Die zweite Wicklung (Fig. 98) giebt ein Beispiel, für welches die zweite Bedingung, dass  $y_2 \geq \frac{s}{2p}$  ist, nicht erfüllt ist. Diese

Wicklung wird, trotzdem sie die erste Bedingung erfüllt doch unsymmetrisch, denn lange und kurze Spulen wechseln mit einander ab, und bald hat man nur lange und bald nur kurze Spulen kurzgeschlossen. Im ersten Fall hat man eine sehr grosse gegenseitige Induktion, im letzten nur eine kleine; die kommutierende EMK ( $e$ ) ist auch verschieden, je nachdem eine kurze oder eine lange Spule kurzgeschlossen wird.

## Neunzehntes Kapitel.

93. Die Widerstände des Kurzschlussstromkreises. — 94. Die Eigenschaften und die Wahl des Bürstenmaterials. — 95. Berechnung des Formfaktors  $f_u$  der Stromvertheilung unter den Bürsten. — 96. Das verschiedene Verhalten der positiven und der negativen Bürsten. — 97. Die Stromdichten und die Potentialdifferenzen zwischen Bürste und Kollektor.

### 93. Die Widerstände des Kurzschlussstromkreises.

#### 1. Die Widerstände $R_s$ und $R_v$ .

Von den Widerständen des Ausdrucks

$$R = R_s + 2 \frac{\beta_r}{b_r} R_v$$

ist der Widerstand  $R_s$  der Windungen einer Ankerspule von vornherein gegeben; denn dieser wird so bemessen, dass das Kupfergewicht auf dem Anker möglichst klein wird, ohne dass die Temperaturerhöhung desselben oder die Verluste zu gross ausfallen.

Der Widerstand  $R_v$  kann erhöht werden, indem man den Verbindungen der Armaturspulen mit dem Kollektor einen verhältnissmässig hohen Widerstand giebt. Das kann z. B. dadurch geschehen, dass die Verbindungsdrähte aus einem Widerstandsmetalle wie Nickelin etc. ausgeführt werden. Man erhält dadurch einen höheren Werth für

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{2 i_a \cdot R}{100 v \cdot T}$$

oder als Mass für die Neigung der Feldkurve

$$\operatorname{tg} \gamma_B = \frac{i_a R}{w \cdot l \cdot v^2 \cdot T 10^4}.$$

Es kann somit, wenn ein langsam ansteigendes Feld für die Kommutation nicht vorhanden ist, eine Erhöhung von  $R_v$  von Nutzen sein.

Im allgemeinen erweist sich aber bei richtiger Formgebung der Polschuhe und bei Anwendung von Kohlenbürsten, eine Erhöhung von  $R_v$  als wenig wirkungsvoll, weil dann entweder für ein passendes Feld gesorgt ist oder ein etwas fehlerhaftes Feld nicht besonders unangenehme Folgen hat.

## 2. Der Uebergangswiderstand $R_u$ .

Unter  $R_u$  verstehen wir den Uebergangswiderstand einer Bürstengruppe in dem reducirten Schema.

a) Bei der einfachen Parallelschaltung mit Spiralwicklung ist

$$R_u = R_k \cdot \frac{2p}{F_b}$$

wo  $R_k$  der spezifische Uebergangswiderstand und  $F_b$  die Auflagefläche aller Bürsten bedeutet.

b) Bei der mehrfachen Parallelschaltung (z. B. einer  $m$ -fachen) mit  $m$  Stromverzweigungen des Ankers für jede Bürste, ist der Uebergangswiderstand pro Stromverzweigung

$$R_u = R_k \cdot \frac{2mp}{F_b}.$$

c) Für Reihenparallelschaltung mit  $2p$  Polen und  $2a$  Ankerstromzweigen, welche im reducirten Schema  $2a$  Pole und  $2a$  Bürstengruppen erhält, wird

$$R_u = R_k \cdot \frac{2a}{F_b}$$

wenn alle Bürsten aufliegen und wenn dieselben von einander gegenseitig um eine Poltheilung entfernt sind.

Sind einige Bürsten derselben Polarität gegenseitig verschoben oder sogar weggelassen, so treten Unsymmetrien auf, indem einzelne Kurzschlusskreise mehr als eine Spule enthalten und  $R_u$  für diese kurzgeschlossenen Kreise verschieden wird, was sich periodisch ändert.

Viel bequemer als diese Formeln ist die folgende selbstredende, nämlich

$$R_u = \frac{P}{2i_a} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (107)$$

wo  $P$  wie früher die mittlere Potentialdifferenz zwischen Bürste und Kollektor bedeutet.

Wir haben gesehen, dass  $R_u$  möglichst gross sein soll. Ferner soll die Bürste einen grossen Widerstand für die zusätzlichen Ströme bieten. Um dieses letztere zu erreichen, lamellierte Mordey die

Kohlenbürsten und trennte die einzelnen Streifen durch Isolationsmaterial wie die Fig. 273 zeigt. Die Isolationsschichten sind zwischen den Kohlenlamellen an der ablaufenden Bürstenspitze weiter durchgeführt als an der auflaufenden, damit beim Unterbrechen des Kurzschlusses die grösste Wirkung derselben zur Geltung kommt. Der Widerstand  $R_b$  auf dem langen Weg durch die Kohle ist zu dem Widerstande

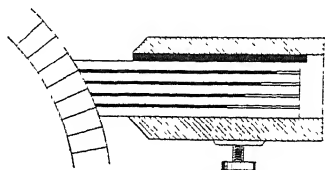


Fig. 273. Lamellierte Kohlenbürste von Mordey.

$$R = R_s + 2 \frac{\beta_1}{b_r} R_v$$

zu addiren. Wenn dieser Widerstand nicht sehr gross ist, wirkt er nicht viel, und besonders im letzten Moment der Kurzschlussperiode ist  $P''$  ganz unabhängig von  $R + R_b$ . — Die zusätzlichen Ströme würden nur die Kohle selbst statt die Körper in den Berührungsflächen erwärmen.

Derartige Bürsten mit künstlichem Widerstande  $R_b$  und Bürsten, deren auflaufender Theil aus Metall und ablaufender Theil aus Kohle besteht, werden seltener benutzt. Es ist aber nicht ausgeschlossen, dass derartige Bürsten bei richtiger Formgebung des kommutirenden Feldes sehr geeignet wären, die Verluste am Kollektor und dadurch die Dimensionen desselben herabzudrücken, ohne dass dadurch die funkenfreie Kommutation gestört würde.

Von Wichtigkeit ist es, die Kohlenbürstenhalter konstruktiv richtig auszubilden, so dass die Kohlen über der ganzen Auflagefläche möglichst gleich abgenutzt werden, gut aufliegen und bei grossen Kollektorgeschwindigkeiten nicht in Schwingungen kommen.

Der Uebergangswiderstand  $R_u$  ist abhängig von dem Auflagedruck, der Tourenzahl bzw. der Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors, der Stromdichte und der Oberflächenbeschaffenheit der Bürsten und des Kollektors. Ausserdem werden die Lamellenzahl, das Gewicht und die Federung der Bürstenhalter, die Vibration der Maschine, das Unrundlaufen des Kollektors von Einfluss auf den Kontaktwiderstand sein.

Alle diese Einflüsse sollen später ausführlich unter den Verlusten am Kollektor behandelt werden, während hier nur die Eigenschaften der Bürstenmaterialien kurz erwähnt werden sollen, die bekannt sein müssen, um den Einfluss derselben auf die Kommutierung zu verstehen.

## 94. Die Eigenschaften und die Wahl des Bürstenmaterials.

a) Die Kupferbürsten werden jetzt selten und zwar nur bei Niederspannungsmaschinen mit grossen Stromstärken gebraucht, weil sie einen kleinen spezifischen Uebergangswiderstand besitzen und nur eine kleine mittlere Potentialdifferenz  $P$  zwischen Bürste und Kollektor gestatten. Der Uebergangswiderstand  $R_k$  nimmt mit zunehmender Stromdichte etwas ab und kann für die üblichen

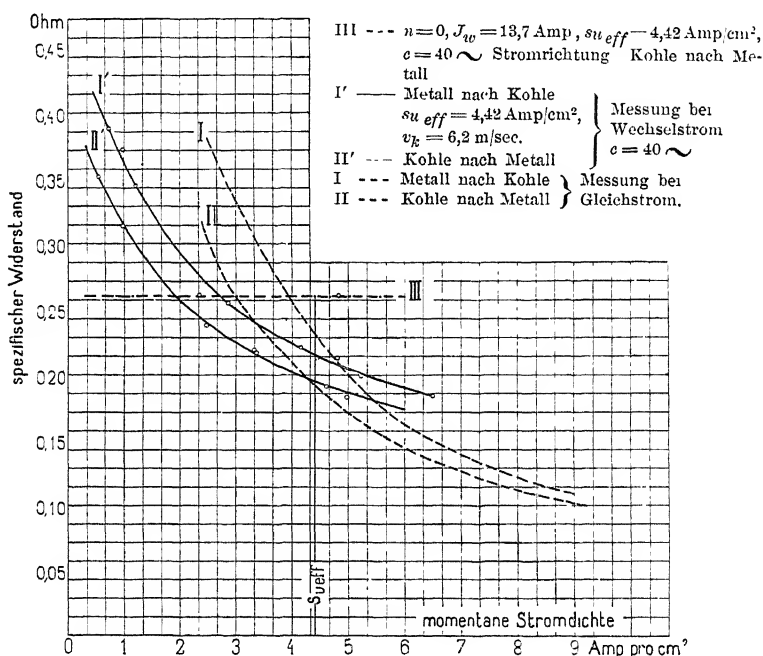


Fig. 274. Spezifischer Uebergangswiderstand bei Wechselstrom und Gleichstrom in Abhängigkeit von der momentanen Stromdichte.

Stromdichten zu 0,005 bis 0,015 Ohm pro Quadratcentimeter angenommen werden.

b) Die Kohlenbürsten werden jetzt fast ausschliesslich angewandt, weil sie eine viel grössere mittlere Potentialdifferenz  $P$  ermöglichen, als die Kupferbürsten.

Lässt man die Stromdichte bei jedem einzelnen Versuch mit Gleichstrom zeitlich konstant, so findet man, dass der spezifische Uebergangswiderstand  $R_k$  bei den Kohlenbürsten, wie der Verfasser nachgewiesen hat (E. T. Z. 1899, Seite 5 u. f.), mit zunehmen-

der Stromdichte schnell abnimmt. Die Kurven I und II<sup>1)</sup> der Fig. 274 und 275 zeigen die Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes von der Stromdichte; derselbe ist, wie die Kurven zeigen, auch abhängig von der Stromrichtung. Für die Richtung des Stromes Metall—Kohle, d. h. unter den positiven Bürsten, ist der Uebergangswiderstand grösser als für die umgekehrte Stromrichtung Kohle—Metall, d. h. unter den negativen Bürsten.

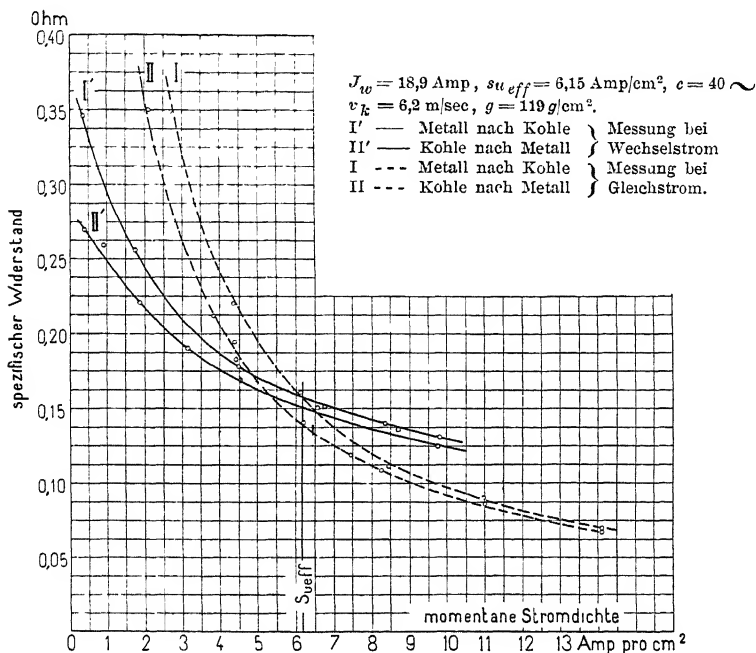


Fig. 275. Spezifischer Uebergangswiderstand bei Wechselstrom und Gleichstrom in Abhängigkeit von der momentanen Stromdichte.

Nimmt man die Mittelwerthe aus beiden Kurven, so wird man finden, dass dieser mittlere Uebergangswiderstand von Kohle zum Kollektor für die mittlere Stromdichte umgekehrt proportional der Stromdichte ist.

Man erhält somit für Kohlenbürsten

$$P_g = s_u \cdot R_k = \text{konstant.}$$

<sup>1)</sup> Diese Kurven wurden von Herrn M. Kahn anlässlich seiner Doktorarbeit in dem Laboratorium des elektro-technischen Instituts der techn. Hochschule Karlsruhe aufgenommen.



Der Index  $g$  bedeutet, dass der Werth sich auf Gleichstrom bezieht.

Ist die Stromdichte zeitlich nicht konstant, sondern variirt diese schnell, wie z. B. wenn ein Wechselstrom von einem Kollektorring abgenommen wird, so erhält man Kurven wie I' und II' in den Fig. 274 und 275, die mit derselben Kohlsorte und unter denselben Verhältnissen wie die Kurven I und II aufgenommen wurden. Es war keine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannungskurve zu bemerken; ebenso hatte die Periodenzahl des Wechselstromes keinen Einfluss auf die Kurven I' und II', die den spec. Widerstand als Funktion der Stromdichte darstellen.

Die Abhängigkeit des spec. Uebergangswiderstandes  $R_k$  von der rasch variirenden Stromdichte  $s_u$  lässt sich durch die folgende Gleichung ausdrücken

$$R_k = \frac{e_u}{s_{u_x}} + R_w$$

wobei  $e_u$  und  $R_w$  von der effektiven Stromdichte

$$s_{u_{eff}} = \sqrt{\frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} s_{u_x}^2 dt}$$

abhängige Konstanten bedeuten. Diese Formel gilt mit recht guter Annäherung von 1 Amp/cm<sup>2</sup> an; unter 1 Amp/cm<sup>2</sup> liefert sie etwas zu hohe Werthe.

Die Messungen wurden mit Wechselströmen von 13,7 und 18,9 Ampère vorgenommen und ergaben für  $J_{eff} = 13,7$  Ampère (Fig. 274);  $s_{u_{eff}} = \frac{J_{eff}}{F_u} = 4,42$  Amp/cm<sup>2</sup>.

$$R_k = \frac{0,17}{s_{u_x}} + 0,166$$

und für  $J_{eff} = 18,9$  Ampère (Fig. 275);  $s_{u_{eff}} = \frac{J_{eff}}{F_u} = 6,1$  Amp/cm<sup>2</sup>

$$R_k = \frac{0,2}{s_{u_x}} + 0,122.$$

Für die beiden Messungen ergibt sich die Konstante  $R_w$  umgekehrt proportional der effektiven Stromdichte  $s_{u_{eff}}$ . Wir setzen

$$R_w = \frac{P_w}{s_{u_{eff}}}$$

In diesen zwei Fällen war

$$P_w = R_w \cdot s_{u\text{eff}} = 0,166 \cdot 4,42 = 0,734 \text{ Volt}$$

$$\text{und} \quad \quad \quad = 0,122 \cdot 6,1 = 0,745 \text{ Volt}$$

also im Mittel  $P_w = 0,74 \text{ Volt}$ .

Bei Wechselstrom gilt also allgemein

$$R_k = \frac{e_u}{s_{u_x}} + \frac{P_w}{s_{u\text{eff}}}. \quad . \quad . \quad . \quad (108)$$

Bestimmen wir jetzt den spec. Uebergangswiderstand für den Werth  $s_{u\text{eff}}$ , so erhalten wir

$$R_k = \frac{e_u + P_w}{s_{u\text{eff}}} = \frac{0,91}{s_{u\text{eff}}} \text{ und bei dem zweiten Versuch } R_k = \frac{0,94}{s_{u\text{eff}}}$$

während die Messungen mit Gleichstrom

$$R_k = \frac{0,925}{s_u} = \frac{P_g}{s_u} \text{ ergaben.} \quad . \quad (109)$$

Also ist angenähert

$$P_g = e_u + P_w.$$

Dieses interessante Resultat ist auch aus den Kurven ersichtlich; denn die mit Wechselstrom aufgenommenen Kurven I' und II' schneiden die mit Gleichstrom aufgenommenen Kurven annähernd bei der effektiven Stromdichte des Wechselstromes, so dass man sich gewissermassen vorstellen kann, dass der Uebergangswiderstand bei den verschiedenen Momentanwerthen des Wechselstromes um den durch die effektive Stromstärke bedingten hin und her schwankt.

Die Versuche von M. Kahn haben weiter ergeben, dass der spezifische Uebergangswiderstand von der Periodenzahl unabhängig ist, und dass er von der Umfangsgeschwindigkeit des Ringes kaum merkbar beeinflusst wird. Lässt man den Ring nach und nach zu Ruhe kommen, so bleibt der Widerstand bei allen Geschwindigkeiten konstant; sobald der Ring still steht, fängt er aber sofort an zu steigen und nimmt schliesslich den Werth von Kurve III (Fig. 274) an.

Aus diesem Grunde und aus anderen Gründen, die in dem Kapitel über Kollektorverluste erwähnt werden, lässt sich schliessen, dass ein Theil der Variationen des Uebergangswiderstandes auf Aenderungen der Temperatur an der Uebergangsstelle zurückzuführen ist.

Es ist nun die Frage zu beantworten, welchen Einfluss hat diese Abhängigkeit des spec. Widerstandes von der Stromdichte auf den Kommutirungsvorgang und welche Werthe sind in der Differentialgleichung für  $i_z$  und in  $A$  einzusetzen?

Wir behandeln zuerst den einfachsten Fall, wenn  $b_r \ll \beta_r$  und nehmen vorderhand an, dass unter der Bürste die Stromrichtung überall dieselbe ist. Wir erhalten dann die zwei Stromdichten

$$s_u + \Delta s_u' \text{ und } s_u - \Delta s_u''$$

unter den zwei Theilen der Bürste. Diesen Dichten entsprechen die Potentialdifferenzen

$$P' = (s_u + \Delta s_u') \left( \frac{e_u}{s_u + \Delta s_u'} + R_w \right) = e_u + R_w (s_u + \Delta s_u')$$

$$\text{und } P'' = (s_u - \Delta s_u'') \left( \frac{e_u}{s_u - \Delta s_u''} + R_w \right) = e_u + R_w (s_u - \Delta s_u'').$$

In der Differentialgleichung für  $i_z$  (Seite 292) ist für den Spannungsabfall

$$i_z R_k \left( \frac{1}{F_u'} + \frac{1}{F_u''} \right)$$

die Potentialdifferenz

$$P' - P'' = R_w (\Delta s_u' + \Delta s_u'') = i_z R_w \left( \frac{1}{F_u'} + \frac{1}{F_u''} \right)$$

einzusetzen, an die Stelle von  $R_k$  tritt also  $R_w$ .

Ferner ist ersichtlich, dass die mittlere Potentialdifferenz  $P$  keinen Einfluss auf die Differenz  $P' - P''$  und daher auch keinen Einfluss auf  $i_z$  hat. Hier ist

$$P = e_u + R_w \cdot s_u,$$

$$\text{also wird z. B. } P_T'' = P - R_w \Delta s_u'' = e_u + R_w \cdot s_u - \frac{e_z T}{1 - \frac{1}{A}}. \quad (110)$$

Der Uebergangswiderstand  $R_k$  zerfällt durch die Einkleidung in die oben genannte Gleichung

$$R_k = \frac{e_u}{s_{u_x}} + \frac{P_w}{s_{u_{eff}}} = \frac{e_u}{s_{u_x}} + R_w$$

gewissermassen in zwei Theile, einen konstanten  $R_w$  und einen mit der Stromdichte variablen. Der durch den variablen Theil bedingte Spannungsabfall ist bei beiden Lamellen gleich und hebt sich auf, man braucht also bei der weiteren Rechnung denselben nicht zu berücksichtigen, und sämtliche Resultate bleiben unverändert, jedoch tritt überall an Stelle von  $R_k$  der Werth  $R_w$ .

Es handelt sich nur noch um die Feststellung der Grösse  $R_w$ . Wie wir gesehen haben, ist sie umgekehrt proportional  $s_{u_{eff}}$ ;

$$R_w = \frac{P_u}{s_{u_{eff}}}.$$

Das Verhältniss

$$\frac{s_{u_{eff}}}{s_u} = f_u$$

wird in der Wechselstromtechnik allgemein als Formfaktor bezeichnet und ist stets grösser als 1. Man kann deswegen vorläufig schreiben

$$R_w = \frac{P_u}{s_u \cdot f_u}.$$

Gehen wir nun zu den Fällen über, wo  $b_r > \beta_r$ , so wird man in den Differentialgleichungen für  $i_z$  an den Grenzen  $t=0$  und  $t=T$  den Wert  $R_w$  statt  $R_k$  einsetzen müssen. Dies ist nur richtig unter derselben Voraussetzung wie oben, nämlich wenn die Stromdichte zwischen der auflaufenden Bürstenspitze und den beiden vorderen Kollektorlamellen dieselbe Richtung hat und wenn dasselbe der Fall ist für die zwei hinteren Lamellen und die ablaufende Bürstenspitze. Als Endresultat erhalten wir, dass bei Kohlenbürsten in dem Ausdrucke für  $A$  überall statt  $R_k$  der Werth  $R_w$  einzusetzen ist oder statt  $R_u$  der Werth

$$\frac{R_w}{F_u} = \frac{P_u}{F_u \cdot s_u \cdot f_u} = \frac{P_u}{2 i_a \cdot f_u}.$$

Wir gehen nun zu dem letzten Falle über, wo  $b_r \leq \beta_r$  ist, aber wo die Stromdichten zwischen einer Bürstenspitze und den darunter liegenden zwei Lamellen verschiedene Vorzeichen haben. Sind die Bürsten so eingestellt, dass bei Halblast  $e_z$  fast verschwindet, so wird man bei Leerlauf eine positive zusätzliche EMK  $e_z$  bekommen und kann deswegen ganz am Schluss der Kurzschlussperiode eine Ueberkommütirung erhalten. In diesem Falle wird die Stromdichte  $s_u - \Delta s_u''$  unter der ablaufenden Bürstenspitze negativ, während die Stromdichte unter dem übrigen Theil der Bürste stark positiv wird. Die zwei Stromdichten sind somit ohne Rücksicht auf die Vorzeichen derselben am Schluss der Kurzschlussperiode

$$s_u + \Delta s_u' \quad \text{und} \quad \Delta s_u'' - s_u$$

und die entsprechenden Potentialdifferenzen

$$P' = e_u + R_w (s_u + \Delta s_u')$$

$$\text{und} \quad -P'' = e_u + R_w (\Delta s_u'' - s_u)$$

$$\text{oder} \quad P'' = -e_u + R_w (s_u - \Delta s_u'').$$

Also

$$P' - P'' = 2e_u + R_w (\mathcal{A}s_u' + \mathcal{A}s_u'') = 2e_u + \frac{i_z R_w T}{F_u} \left( \frac{g}{t} + \frac{1}{T-t} \right).$$

Diese Potentialdifferenz für  $i_z R_k \left( \frac{g}{F_u'} + \frac{1}{F_u''} \right)$  in der Differentialgleichung (Seite 292) für  $i_z$  eingeführt, giebt

$$(e_z - 2e_u) - L_s \frac{di_z}{dt} - i_z \left\{ R + \frac{R_w T}{F_u} \left( \frac{g}{t} + \frac{1}{T-t} \right) \right\} = 0$$

oder

$$\frac{di_z}{dx} + i_z \left\{ \frac{RT}{L_s} + \frac{R_w T}{F_u L_s} \left( \frac{g}{x} + \frac{1}{1-x} \right) - \frac{(e_z - 2e_u) T}{L_s} \right\} = 0.$$

Hieraus erhält man dasselbe Resultat wie Seite 296, nur dass in  $\mathcal{A}$  am Schluss der Kurzschlussperiode  $R_k$  durch  $R_w$  zu ersetzen ist; ferner erhält man

$$P_T'' = P - \frac{e_z T - 2e_u}{1 - \frac{1}{\mathcal{A}}} \quad . \quad . \quad . \quad (111)$$

$$\text{wo hier} \quad P = R_w s_u.$$

Bei Generatoren kann man unter Umständen eine Unterkommutierung am Anfang der Kurzschlussperiode erhalten, und für diesen Fall wird

$$P_o' = P - \frac{e_{zo} + 2e_u}{1 + \frac{1}{\mathcal{A}}}$$

$$\text{und} \quad P = R_w \cdot s_u.$$

Wir werden später sehen, dass bei Gleichstrom die mittlere Potentialdifferenz  $P$  für die verschiedensten Stromdichten innerhalb weiter Grenzen konstant und ca. gleich 1 Volt ist; es kann deswegen merkwürdig erscheinen, dass man zwischen Bürste und Kollektor an den verschiedenen Stellen der Bürste verschiedene Potentialdifferenzen beobachten kann, z. B. 0,1 Volt an der auflaufenden Bürstenspitze und 3 Volt an der ablaufenden. Dies wird aber sofort verständlich durch Betrachtung der Kurven I' und II' der Figuren 274 und 275, die sich auf Wechselstrom beziehen. Bei diesen schwankt nämlich die Potentialdifferenz zwischen 0,15 und 1,3 Volt, wenn die Stromdichte von 0,5 auf ca. 10 Amèpre pro  $\text{cm}^2$  ansteigt. — Bei Ueberkommutierung wird man positive und negative Potentialdifferenzen unter derselben Bürste haben, was man leicht bei Leerlauf einer Maschine konstatiren kann, wenn die Bürsten zu weit in das Feld hinein verschoben sind. — Bei Unterkommu-

tirung treten auch Potentialdifferenzen von verschiedenen Vorzeichen auf; diese können am leichtesten beobachtet werden, wenn eine Maschine als Generator arbeitet und die Bürsten im Felde zurückverschoben werden.

## 95. Berechnung des Formfaktors $f_u$ der Stromvertheilung unter den Bürsten.

Unter einer Bürste haben wir keine konstante Stromdichte; diese variiert von Ort zu Ort.

Da die Breite  $\beta$  einer Kollektorlamelle im Verhältniss zur Bürstenbreite  $b_1$  relativ gross ist, so ändert sich das Bild der Stromvertheilung unter der Bürste auch mit der Zeit und schwankt periodisch; die Zeitdauer einer Periode ist gleich  $\frac{\beta}{100 \cdot v_k}$ . Trotzdem ist die mittlere zeitliche Stromdichte, d. h. die mittlere Stromdichte in irgend einem Moment doch konstant und gleich

$$s_u = \frac{2i_a}{F_u}.$$

Um  $s_{u\text{eff}}$  genau zu bestimmen, müsste man erstens  $s_{ux}^2$  über die ganze Auflagefläche summiren, und da  $s_{ux}$  von Moment zu Moment sich ändert, müsste man zweitens diese Summe für jeden Moment einer Periode bilden, und alsdann aus diesen Summen den Mittelwerth nehmen und daraus die Quadratwurzel ziehen. Eine solche Rechnung würde zu komplieirt werden und wenig Bedeutung erlangen. Wir verfahren deswegen nach der folgenden angenäherten Methode. Bedeckt die Bürste viele Kollektorlamellen, so wird das Bild der Stromdichte unter der Bürste nicht stark variiren, und man kann das Bild, das die Mittelwerthe der Stromdichte an den verschiedenen Punkten während einer Periode darstellt, aufzeichnen. Diese Mittelwerthe sollen die mittleren örtlichen Stromdichten genannt werden. Der Effektivwerth dieser Kurve ist der gesuchte Werth  $s_{u\text{eff}}$  und  $f_u$  ist einfach der Formfaktor dieser Kurve, welche angenähert ziemlich einfach zu ermitteln ist. Bewegt sich eine Spule unter einer Bürste, so wird der Strom von  $-i_a$  auf  $+i_a$  kommutirt und in jedem Moment ist die Stromstärke in der betreffenden Spule (siehe Fig. 276).

$$i = i_a - \int_{x=0}^{x=x} s_{ux} dF_u.$$

Die Kurzschlussstromkurve wird also die Integralkurve der Kurve der mittleren örtlichen Stromdichten oder umgekehrt die Kurve der mittleren örtlichen Stromdichten ist nichts anders als die Differentialkurve der Kurzschlussstromkurve und kann aus dieser ermittelt werden, indem man in mehreren

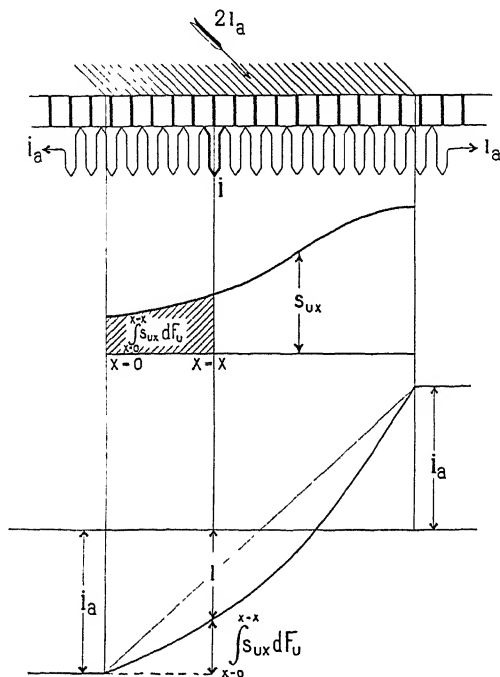


Fig. 276. Ableitung der Kurzschlussstromkurve aus der Kurve der mittleren örtlichen Stromdichte unter den Bürsten.

Punkten derselben die Tangente zieht und die Stromdichte proportional  $\tan$  des Winkels setzt, den die Tangente mit einer Horizontalen bildet. Streng richtig gilt diese Ableitung nicht und besonders nicht an den Grenzen  $x=0$  und  $x=1$ ; denn durch die angegebene Konstruktion erhält man hier statt der Mittelwerthe der Stromdichten die Maximalwerthe derselben.

Ist die Kurve der mittleren örtlichen Stromdichte konstruiert und in irgend einem Massstab aufgezeichnet, so kann der Formfaktor

$$f_u = \frac{s_{u\text{eff}}}{s_u}$$

unabhängig vom Massstab berechnet werden. Dies ist geschehen für die Kurven I bis IX der Figuren 235—237, und in der untenstehenden Tabelle sind die gefundenen Werthe zusammengestellt.

Kurve	Figur	Formfaktor $f_u$	Kurve	Figur	Formfaktor $f_u$
I	235	1,00	VI	236	1,62
II	236	1,045	VII	237	2,90
III	235	1,09	VIII	237	2,86
IV	235	1,15	IX	237	1,99
V	235	1,70			

Differentiiren wir die Gleichung

$$i = i_a - \int_{x=0}^{x=x} s_{ux} \cdot dF_u = i_a - \int_{t=0}^{t=t} s_{ux} dF_u$$

nach  $t$ , so wird

$$\frac{di}{dt} = s_{ux} \cdot \text{Konst.}$$

Also ist der Formfaktor  $f_u$  der Stromdichtevertheilung unter der Bürste auch Formfaktor der EMK  $L_s \frac{di}{dt}$  der scheinbaren Induktion des Kurzschlussstromes. Führen wir nun den richtigen Werth für  $R_u$  bei Kohlenbürsten in die Formel für  $A$  ein, so erhalten wir

$$A = \frac{R_u T}{L_s} = \frac{R_w}{F_u} \cdot \frac{T}{L_s} = \frac{P_w}{F_u \cdot s_{u\text{eff}}} \cdot \frac{T}{L_s}$$

$$\text{oder } A = \frac{P_w \cdot T}{2 i_a \cdot L_s \cdot f_u} = \frac{P_w}{e_s} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (112)$$

wo  $e_s$  gleich der effektiven EMK der scheinbaren Selbstinduktion des Kurzschlussstromes

$$e_s = \frac{2 i_a \cdot L_s}{T} \cdot f_u = e_L \cdot k_s \cdot f_u \quad . \quad . \quad . \quad (113)$$

Um eine Kohlensorte in Bezug auf die Kommutirung beurtheilen zu können, müssen zwei der drei konstanten Grössen

$$P_g = e_u + P_w$$

bekannt sein.



## 96. Das verschiedene Verhalten der positiven und der negativen Bürsten.

Man bemerkt häufig, dass sowohl bei Kohlen- wie bei Kupferbürsten die Bürsten einer Polarität zuerst anfangen zu feuern, wenn eine Maschine allmählich belastet wird. Betrachtet man nun die Widerstandskurven I' und II' der Figuren 274 und 275, so sieht man, dass der Uebergangswiderstand von Metall nach Kohle, d. h. der Widerstand unter den positiven Bürsten grösser ist als der unter den negativen Bürsten; ferner wird man finden, dass  $P_w$  bei den positiven Bürsten grösser ist als bei den negativen, so dass  $A$  auch grösser wird bei den positiven Bürsten, und dadurch ist es erklärlich, dass bei Ueberlastung die negativen Bürsten zuerst feuern. — Aus diesem Schluss folgt aber ein weiterer Schluss, nämlich dass bei zu grosser Verschiebung der Bürsten gegen die Pole hin die positiven Bürsten zuerst feuern müssen; denn in dem Falle hat man Ueberkommütirung und der Strom geht unter den ablaufenden Bürstenspitzen der positiven Bürsten von Bürste nach Metall. Bei Leerlauf werden deswegen im Allgemeinen die positiven Bürsten zuerst feuern, wenn wir die Bürsten in derselben Lage wie bei Belastung behalten. Die Untersuchungen von Prof. A. Sengel E. T. Z. 1899 Seite 527 über die Abhängigkeit des Verhaltens des Uebergangswiderstandes und des Feuerns einer Bürste von der Stromrichtung bestätigen die obigen Erklärungen vollständig und zwar sowohl für Kohlen- wie für Kupferbürsten.

Ferner hat Herr Dipl.-Ing. K. Czeija gelegentlich einer im elektrotechn. Institut der Hochschule Karlsruhe ausgeführten Untersuchung über Kurzschlussstromkurven gefunden: 1) dass bei Kupferbürsten die grösste Potentialdifferenz stets unter der ablaufenden Bürstenspitze auftritt, und 2) dass bei einer und derselben Drehrichtung bei einer Verschiebung der Bürsten in der Drehrichtung die positiven Bürsten und bei einer Verschiebung im entgegengesetzten Sinne die negativen Bürsten zuerst feuern.

Bei Kupferbürsten ist der Uebergangswiderstand also auch von der Stromrichtung abhängig, obwohl der Unterschied nicht gross ist; der Uebergangswiderstand ist bei Kupferbürsten für Wechselstrom und Gleichstrom fast derselbe und wie bei Kohlenbürsten abhängig von der effektiven Stromdichte.

Die abgeleiteten Formeln gelten also allgemein; nur ist  $e_u$  bei Kupferbürsten nahezu gleich Null und  $R_k = R_w$ .

## 97. Die Stromdichten und die Potentialdifferenzen zwischen Bürste und Kollektor.

a) Kupferbürsten. — Die maximal zulässige Stromdichte ist ziemlich gross und beträgt

$$s_{u \max} = 20 \text{ bis } 35 \text{ Amp/cm}^2,$$

die mittlere zulässige Potentialdifferenz darf nur etwa zu

$$P = 0,3 \text{ Volt}$$

genommen werden.

Die zulässige Grenze für  $P_{\max}$  ist bei Kupferbürsten sehr verschieden, sie kann variiren von 0,25 Volt bei weichen Bürsten (loses Geflecht) bis zu 3,0 Volt bei steifen festen Bürsten.

b) Kohlenbürsten. Die maximale Stromdichte beträgt

für weiche Kohlen etwa  $s_{u \max} = 10 \text{ bis } 15 \text{ Amp/cm}^2$

für harte „ „  $s_{u \max} = 9 \text{ bis } 11 \text{ Amp/cm}^2$ .

Die sehr weichen Kohlen von Le Carbone, A.-G. Frankfurt a. M., Qualität X, gestatten sogar eine maximale Belastung von

$$s_{u \max} = 15 \text{ bis } 20 \text{ Amp/cm}^2$$

während sehr harte Kohlen nur eine Belastung von

$$s_{u \max} = 7 \text{ bis } 9 \text{ Amp/cm}^2 \text{ erlauben.}$$

Wie früher festgestellt wurde, darf für Kohlenbürsten

$$P_g = s_u \cdot R_k = \text{konstant}$$

gesetzt werden. Anstatt mit dem veränderlichen  $R_k$  ist es daher bequemer mit dem konstanten  $P_g$  zu rechnen.

Für die üblichen Kohlenarten findet man

für weiche Kohlen  $P_g = 0,7 \text{ bis } 1,0 \text{ Volt}$

für harte „ „  $P_g = 1,0 \text{ bis } 1,2 \text{ „}$

je nach dem Auflagedruck. Der Index  $g$  bedeutet, dass der Werth sich auf Gleichstrom bezieht.

Bei der sehr weichen Kohle Qualität X von Le Carbone ergab sich

$$P_g = 0,45 \text{ bis } 0,6 \text{ Volt}$$

und bei sehr harten Kohlen

$$P_g = 1,2 \text{ bis } 1,5 \text{ Volt}$$

je nach dem Auflagedruck. Je grösser der Auflagedruck ist, desto kleiner wird  $P_g$ ; am meisten macht sich das bei harten Kohlen bemerkbar.

Die konstante Spannung  $e_u$  wurde im Mittel zu 0,2 Volt, d. h. etwa  $= 0,2 P_g$  gefunden.

Die weichen Kohlen schmieren den Kollektor, und zwar um so mehr, je grösser der Auflagedruck ist, so dass der Kollektor mit einer ganz dünnen Kohlschicht überzogen wird; besonders bei hohen Stromdichten kann dieses Schwarzwerden des Kollektors beobachtet werden. Ist die Spannung zwischen benachbarten Kollektorlamellen gross, so können die abgeschliffenen Kohlentheilchen zu Funken zwischen den Lamellen Veranlassung geben. Bei sehr weichen Kohlenbürsten verbreitert sich leicht die Auflagefläche der Bürste; deswegen kann die Spannung zwischen den Bürstenspitzen hier nicht so gross werden wie bei harten Kohlen, bevor die Bürstenspitzen zu Funken Anlass geben. Aus diesen Gründen eignen sich die weichen Kohlenbürsten nur für Niederspannungsmaschinen mit sehr grossen Stromstärken; die Uebergangsverluste sind bei den weichen Kohlenarten kleiner als bei den harten; der Kollektor fordert aber bei der Benutzung von weichen Kohlen bessere Wartung, um blank und sauber gehalten zu werden.

Die harten Kohlen machen den Kollektor glatt und glänzend, und die Auflagefläche der Kohle verbreitet sich nicht, so dass man bei diesen eine sehr grosse Potentialdifferenz zwischen den Bürstenspitzen und dem Kollektor zulassen kann, bevor schädliche Funken entstehen; die harten Kohlen eignen sich vorzüglich für Hochspannungsmaschinen. Man kann setzen

$$P_{max} \leq 2,5 \text{ Volt für weiche Kohlenarten,}$$

$$P_{max} \leq 3,5 \text{ Volt für harte „}$$

und für kleine Stromstärken und ausgesetzte Betriebe wie bei Trammotoren kann man bei harten Kohlen noch höher gehen

$$P_{max} \leq 5 \text{ Volt.}$$

c) Die Graphitbürsten haben ein ganz ähnliches Verhalten wie die sehr weichen Kohlenbürsten, nur können sie sowohl grössere wie kleinere Uebergangswiderstände als die harten Kohlen haben. Ferner haben sie einen grösseren Reibungskoeffizienten als die Kohle.

$$P_g = 0,9 \text{ bis } 1,2 \text{ Volt}$$

$$s_{u max} = 12 \text{ bis } 15 \text{ Amp/cm}^2.$$

## Zwanzigstes Kapitel.

98. Experimentelle Untersuchung des Kommutierungsvorganges. — 99. Die Bedingungen für eine gute Kommutation. — 100. Einfluss der Hauptdimensionen einer Maschine auf die Kommutation.

### 98. Experimentelle Untersuchung des Kommutierungsvorganges.

#### 1. Die Kommutationsdiagramme.

Feuert eine Maschine und sucht man nach dem Fehler, so kann folgendes Experiment zur Aufsuchung desselben gute Dienste leisten. Mit einem Millivoltmeter misst man die mittlere Spannung zwischen der Bürste und den verschiedenen gegenüberliegenden Punkten des Kollektors; dies kann in der Weise geschehen, dass man als Kontakte zwei spitze Drähte benutzt, die etwa von mm zu mm über die Bürstenbreite und den Kollektor verschoben werden. Man kann in der Weise für jede Bürstenlage und jede Belastung des Ankers ein Bild über die Aenderung der mittleren Potentialdifferenzen längs der Bürstenbreite erhalten.<sup>1)</sup>

Wir haben Seite 364 gesehen, dass der Uebergangswiderstand in einem Punkte gleich

$$R_k = \frac{e_u}{s_{ux}} + R_w$$

ist, oder

$$P_x = s_{ux} R_k = e_u + s_{ux} \cdot R_w$$

$$\cong 0,2 + s_{ux} \cdot R_w \text{ Volt.}$$

Das, was aber gemessen worden ist, ist nichts anderes als  $P_x$ ; also können wir in einfacher Weise  $s_{ux}$  berechnen zu

---

<sup>1)</sup> In einer sehr interessanten, während der Pariser Weltausstellung veröffentlichten Schrift der Maschinenfabrik Oerlikon, betitelt: „Sur le Calcul de machines électriques“, ist die Messung dieser Potentialdifferenzen erwähnt.

$$s_{ux} = \frac{P_x - 0,2}{R_w} \quad . \quad . \quad . \quad (114)$$

Man zeichnet zuerst die  $s_{ux}$  Kurve auf, bestimmt den Mittelwerth  $s_u$ , woraus der Massstab der  $s_{ux}$ -Kurve sich ergibt. Aus der  $s_{ux}$ -Kurve erhält man alsdann durch Integration die Kurzschlussstromkurve; ganz richtig ist, wie früher angegeben, diese Kurze jedoch

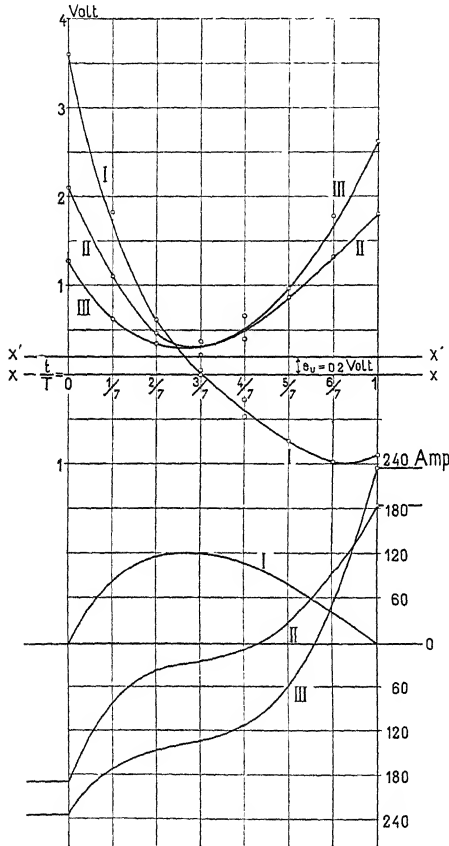


Fig. 277 a und b. Experimentell ermittelte Spannungskurven unter den Bürsten eines Motors und die daraus berechneten Kurzschlussstromkurven.

nicht; sie ist aber genau genug, um den Verlauf der Kommutation beurtheilen zu können. Bei Schleifenwicklungen, wo im wirklichen und reducirten Schema der Kollektor und die Bürstenlagen identisch sind, erstreckt die  $P_x$ -Kurve sich nur über eine Bürstenbreite; bei den Wellenwicklungen dagegen müsste man eigentlich die  $P_x$ -Kurve über die Breite einer Bürstengruppe des reducirten Schemas aufnehmen. Dies ist aber nicht möglich; deswegen erhält man bei Wellenwicklungen als mittlere örtliche Stromdichte Mittelwerthe, die einem grösseren Verhältniss  $\frac{\beta}{b_r}$  ent-

sprechen, als demjenigen, welches sich aus dem reducirten Schema der betreffenden Armatur ergibt. Bei Wellenwicklungen giebt aus dem Grunde diese Untersuchungsmethode die grössten Fehler.

Die in Fig. 276 dargestellte Kurve der mittleren örtlichen Stromdichte ist cha-

rakteristisch für einen Generator bei Vollast, wo die Bürste in einem etwas zu schwachen Felde steht; dies stimmt auch mit dem Verlauf des abgeleiteten Kurzschlussstromes überein. Der Formfaktor  $f_u$  dieser Kurve ist gleich 1,1.

## 2. Beispiel I.

In Fig. 277a sind die an einem Motor von 140 PS 120 Volt, 400 Touren der A.-G. Volta, Reval, von Herrn Ing. H. Oesterlein aufgenommenen Spannungsdiagramme einer Bürste dargestellt.

Es entspricht Kurve I dem Leerlauf, Kurve II der normalen Belastung und Kurve III 25 % Ueberlastung bei unveränderter Bürstenstellung. Dieselben sind unter günstigen Verhältnissen aufgenommen; denn es ist  $a = 1'$  und  $\frac{b_r}{\beta} = 3,25$ . Die Wicklung ist eine Wellenwicklung.

Bei Leerlauf ist die mittlere Stromdichte unter den Bürsten nahezu gleich Null. Es muss daher die Lage einer neuen Abscissenaxe  $X'X'$  so bestimmt werden, dass die Flächen, welche die Kurve I über und unter der Axe  $X'X'$  mit derselben einschliesst, einander gleich sind. Die hierzu erforderliche Verschiebung der  $X$ -Axe ist gleich der konstanten Spannungsdifferenz  $e_u$ . In unserem Beispiel wird  $e_u = 0,2$  Volt.

Wir finden nun aus den Spannungskurven II und III

$$R_w \cdot s_{ux} = P_x - e_u = P_x - 0,2.$$

Planimetrieren wir daher die Flächen, welche die Kurven II und III mit der  $X'X'$ -Axe einschliessen, so ist die mittlere Ordinate einer solchen Fläche  $= R_u \cdot s_u$ .

Ferner ist

$$s_u = \frac{2 i_a}{F_u}$$

und wir finden

$$R_w = \frac{R_w \cdot s_u \text{ (planimetriert)}}{s_u \text{ (berechnet)}}$$

Für unser Beispiel wird

$$R_w = \frac{0,71}{5} = 0,142 \text{ Ohm bei Volllast}$$

$$\text{und } R_w = \frac{0,686}{6,3} = 0,109 \text{ Ohm bei } 25\% \text{ Ueberlast.}$$

Ferner wurde der Formfaktor  $f_u$  für die Kurven II und III berechnet und zwar zu

$$1,21 \text{ bei Volllast}$$

und

$$1,32 \text{ bei } 25\% \text{ Ueberlast.}$$

Hieraus ergibt sich wieder

$$\begin{aligned} P_w &= R_w \cdot s_{u_{eff}} = R_w \cdot s_u \cdot f_u \\ &= 0,142 \cdot 5 \cdot 1,21 = 0,860 \text{ Volt bei Volllast} \end{aligned}$$

und  $P_w = 0,109 \cdot 6,3 \cdot 1,32 = 0,905 \text{ Volt bei } 25\% \text{ Ueberlast.}$

Diese beiden Werthe stimmen so gut überein, wie man es nicht besser verlangen kann.

Jetzt können die Kurzschlussstromkurven berechnet werden, und man erhält leicht die Kurven II und III der Figur 277 b, weil hier der Strom  $i_a$  bekannt ist.

Diese Kurven haben die gleiche Form wie die früher berechneten (Fig. 236) und die von Everett und Peake experimentell ermittelten (Fig. 244).

Die Kurzschlussstromkurve I bei Leerlauf kann dagegen massstäblich nicht bestimmt werden, sondern nur der Form nach; diese ist in Fig. 277 b dargestellt.

Es ist nämlich

$$P_x = e_u + \frac{P_w}{s_{u_{eff}}} s_{ux}$$

oder

$$\frac{s_{ux}}{s_{u_{eff}}} = \frac{P_x - e_u}{P_w}.$$

Weil diese Maschine bei  $25\%$  Ueberlast gerade an der Funken-  
grenze arbeitet, ist es von Interesse, dieselbe nachzurechnen, und man findet für diese Belastung

$$e_M + e_q = \frac{N}{K} l_i \cdot v \cdot AS (\lambda_M + \lambda_q) 10^{-6}$$

$$= 2 \cdot 32 \cdot 15,9 \cdot 330 (3,15 + 6,05) 10^{-6} = 2,2 \text{ Volt}$$

$$\text{und } e_s = f_u \cdot \frac{\beta}{b_r} \cdot \frac{N}{K} \cdot l_i \cdot v \cdot AS \cdot k_s \cdot \lambda_L 10^{-6}$$

$$= 1,32 \cdot \frac{1}{3,25} \cdot 2 \cdot 23 \cdot 15,9 \cdot 330 \cdot 4,8 10^{-6} = 0,46 \text{ Volt.}$$

Eine Grösse, die bei der Kommutation von Interesse ist (siehe Seite 386), ist

$$P_T'' = \frac{e_M + e_q}{1 - \frac{e_s}{P_w}} = \frac{2,2}{1 - \frac{0,46}{0,905}} = 4,46 \text{ Volt}$$

d. h.  $P_T''$  ist an der zulässigen Grenze angelangt oder hat dieselbe bereits etwas überschritten. Die Maschine wurde zuerst mit schmäle-

ren Bürsten  $\frac{b_r}{\beta} = 1,9$  probiert und feuerte, weshalb die Bürsten gestaffelt wurden; dies ist ganz verständlich, denn bei  $\frac{b_r}{\beta} = 1,9$  wird  $e_s = 0,79$  Volt und  $P_T''$  überschreitet die Funkengrenze erheblich.

### 3. Beispiel II.

Als weiteres Beispiel sind in Fig. 278 a die Spannungsdiagramme einer Bürste eines Generators von 175 KW 105 Volt 275 Touren der A.-G. Volta, Reval, dargestellt. Der Anker hat Reihen-Parallelschaltung und es ist  $a = p$  und  $\frac{b_r}{\beta} = 2,85$ . Die Bürstenlage war bei Vollast und Leerlauf dieselbe.

Es ergibt sich aus den Kurven

$$e_u = 0,04 \text{ Volt.}$$

Als Kurzschlussstromkurven erhält man die Kurven Fig. 278 b.

Bei Vollast findet eine Unterkommütierung statt, weil das kommutierende Feld zu steil ist; der Kollektor wurde auch wärmer als berechnet, was ganz erklärlich ist, da der Formfaktor  $f_u = 1,54$  bei Vollast ist.

Ferner ist

$$R_w = \frac{0,548}{5,95} = 0,092 \text{ Ohm}$$

$$P_w = R_w \cdot s_{u_{eff}} = 0,092 \cdot 5,95 \cdot 1,54 = 0,845 \text{ Volt}$$

$$\text{und } P_g = P_w + e_u = 0,845 + 0,04 = 0,885 \text{ Volt.}$$

Durch Anwendung von Bürsten, deren Breite  $b_r$  in der Rotationsrichtung kleiner ist als die bei dem obigen Versuch, wurde

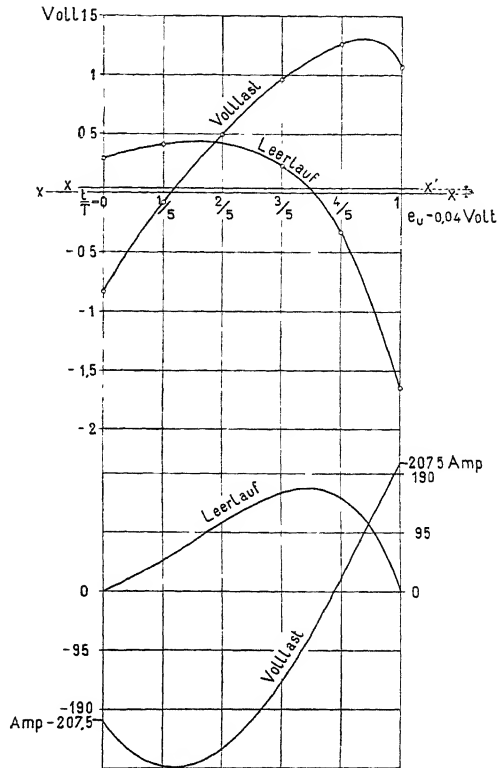


Fig. 278 a und b. Experimentell ermittelte Spanningskurven unter den Kohlenbürsten eines Generators und die daraus berechneten Kurzschlussstromkurven.



der Kollektor weniger warm, weil das richtige kommutierende Feld bei der kleineren Kurzschlusszeit steiler wird, und die Maschine arbeitete ganz funkenfrei.

#### 4. Beispiel III.

In den Figuren 279a u. b sind einige vom Verfasser aufgenommene Spannungsdiagramme einer kombinierten Bürste der Firma

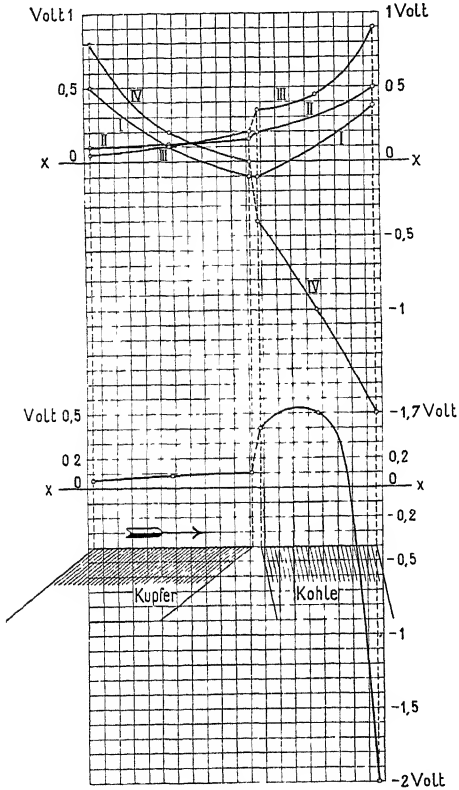


Fig. 279a und b. Experimentell ermittelte Spannungskurven von kombinierten Bürsten (Kupfer und Kohle) bei Generatoren.

Schuckert & Co. dargestellt. An der auflaufenden Seite besteht die Bürste aus Kupfer und an der ablaufenden aus Kohle, wie die Figur zeigt.

Die Kurven der Figur 279a beziehen sich auf einen kleineren vierpoligen Generator von 28 KW 100 Volt mit der Polkonstruktion von Schuckert (siehe Fig. 290). Die Kurve I ist bei Leerlauf und die Kurve II bei Belastung und richtiger Einstellung der Bürsten erhalten worden, während Kurve III bei Belastung und Verstellung der Bürsten in ein zu schwaches Feld und Kurve IV auch bei Belastung aber bei Verstellung der Bürsten in ein zu starkes Feld aufgenommen ist. — Die Spannungskurve Figur 279b bezieht sich auf einen 500 KW-Generator derselben Firma; das Verhältniss

$\frac{\text{Polbogen}}{\text{Poltheilung}}$  ist bei dieser Maschine sehr klein, und die

Polschuhe sind auch nach der Konstruktion Fig. 290 ausgeführt; die Maschine arbeitet aber nicht funkenfrei bei derselben Bürstenstellung von Leerlauf bis Vollast, weil das nöthige kommutierende Feld bei Vollast zu nahe an den Polspitzen liegt und das Feld hier zu steil verläuft, wie aus der Kurve ersichtlich ist, denn am Ende der Kurzschlussperiode tritt eine bedeutende Ueberkommutierung auf.

Die kombinierte Kupfer-Kohlenbürste erzielt in einem Felde, das am Anfange der Kurzschlussperiode zu schwach und am Ende zu stark ist, bessere Resultate als eine einfache Kohlenbürste. Ist der Uebergang von einem schwachen zu einem starken Felde sehr schroff, so dass das letztere eine bedeutende Ueberkommutierung erzeugen würde, so kann sogar eine einfache Kupferbürste, die im schwachen Felde liegt, bessere Resultate ergeben, als eine Kohlenbürste; denn der kleinere Widerstand des Kurzschlussstromkreises bei Kupferbürsten bedingt auch eine kleinere kommutirende EMK. Die Vereinigung von Kupfer und Kohle hat jedoch gegenüber der einfachen Kupferbürste den Vorzug, dass die Kohle bez. der Graphit den Kollektor etwas schmiert und derselbe von den Kupferbürsten weniger angefrassen wird.

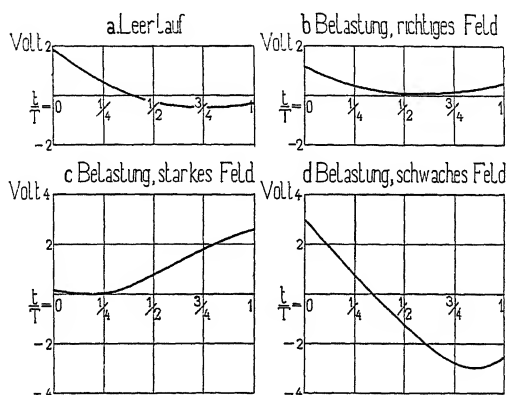


Fig. 280 a—d. Experimentell ermittelte Spannungskurven von Kohlenbürsten eines Motors bei den verschiedenen Lagen der Bürsten im Felde

In Fig. 280 a bis d sind Spannungsdiagramme von gewöhnlichen Kohlenbürsten eines vierpoligen Motors von 32 KW 290 Volt der Firma Schuckert & Co. dargestellt. Die Polschuhform ist dieselbe wie oben.

Die Kurve *a* bezieht sich auf Leerlauf, die Kurve *b* auf Belastung, beim Uebergang von *a* zu *b* war eine Bürstenverstellung nothwendig, um einen funkenfreien Gang zu erhalten.

Für die Aufnahme der Kurven *c* und *d* wurden die Bürsten so eingestellt, dass ein zu starkes bez. ein zu schwaches kommutirendes Feld erhalten wurde, unter den Bürsten entstanden dabei kleine Funken.

Aus diesen Beispielen, die noch in mannigfaltiger Weise vermehrt werden könnten, geht hervor, dass wir den Kommutations-

vorgang durch Aufnahme der Spannungskurven der Bürsten, genau studiren können.

Ebenso wie man an jeder Dampfmaschine die Arbeitsweise des Dampfes mit Hilfe des Indikatordiagrammes studirt, wird man in Zukunft den Verlauf der Kommutation an der Hand der Kommutationsdiagramme beurtheilen müssen. — Diese Diagramme geben uns Aufschluss über die Fehler der Kommutation und bilden einen sicheren Wegweiser für die Beseitigung dieser Fehler.

## 99. Die Bedingungen für eine gute Kommutation.

Die erste unerlässliche Bedingung für ein gutes Funktioniren des Kollektors ist, dass er in jeder Beziehung vollständig richtig konstruirt und fehlerfrei ausgeführt ist. Der Kollektor muss vollständig cylindrisch und glatt sein und eine gleichmässige Lamellentheilung haben. Das verwendete Kupfer muss von grosser und gleichmässiger Härte und chemisch rein sein. Der Glimmer soll von tadelloser Güte sein und eine ganz gleichmässige, aber nicht grosse Härte besitzen. Die Lamellen müssen absolut festsitzen, so dass der ganze Kollektor ein unveränderliches Gefüge behält. — Die Bürstenhalter dürfen nicht vibriren und die Bürsten müssen alle möglichst gleich auf dem Kollektor aufliegen. Ferner soll die Temperaturerhöhung des Kollektors  $50^{\circ}$  C. nicht übersteigen, da der Kollektor sich sonst unter Umständen deformirt und unrund wird.

Ist der Kollektor in diesen mechanischen Beziehungen richtig ausgeführt, so kann man sagen, dass er um so besser funktioniert, je vollkommener die folgenden elektrischen Bedingungen erfüllt sind.

1. Die maximale Potentialdifferenz zwischen zwei Kollektorlamellen (siehe S. 103) darf 25 Volt bei grossen Stromstärken und 35 Volt bei kleinen Stromstärken nicht übersteigen.

$$\text{d. h. } E_{alk\max} \leq 25 \text{ bis } 35 \text{ Volt.}$$

$$2. A = \frac{P_w}{e_s} \geq 1.$$

3.  $P_w$  oder  $R_w$  sollen möglichst gross sein.

4. Die gegenseitige Induktion der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen soll im Verhältniss zur Selbstinduktion einer

$$\text{Spule möglichst gross sein; d. h. } \frac{b_r}{\beta} \geq 2 \text{ bis } 3$$

5. soll die zusätzliche EMK  $e_s$  möglichst klein sein.

Nun fordert man allgemein konstante Bürstenstellung von Leerlauf bis Vollast.

Bei Volllast ist

$$e_k = 2i_a \left( \frac{L + \Sigma(M)}{T} - \frac{R}{2} + R \frac{t}{T} \right)$$

während bei Leerlauf

$$e_k = 0 \text{ ist.}$$

Würde das magnetische Feld in der Kommutationszone unverändert bleiben, von Leerlauf bis Volllast, so änderte sich daher die zusätzliche EMK innerhalb dieser Grenzen um

$$2i_a \left( \frac{L + \Sigma M}{T} - \frac{R}{2} + R \frac{t}{T} \right).$$

Das Feld in der Kommutationszone ändert aber (bei nicht kompensierten Maschinen) seine Stärke mit der Aenderung der Belastung und zwar aus drei Gründen: 1. Wegen der entmagnetisierenden Ampèrewindungen des Ankers, 2. wegen der Erhöhung der Erregung von Leerlauf bis Volllast und 3. wegen den quermagnetisierenden Ampèrewindungen.

Die zwei ersten Wirkungen sind einander entgegengesetzt gerichtet und fast gleich gross, und die Erhöhung der Erregung übersteigt gewöhnlich die entmagnetisierenden Ampèrewindungen nur um so viel, dass der Spannungsabfall im Anker ausgeglichen wird.

Wie in dem Kapitel über Ankerrückwirkung gezeigt wurde, kann die von der Variation der Feldstärke von Leerlauf bis Volllast inducirte EMK gleich

$$2e_q = 2 \frac{N}{K} \cdot i \cdot l_i \cdot A S \cdot \lambda_q \cdot 10^{-6} \text{ Volt}$$

gesetzt werden. Also kann man die Aenderung der zusätzlichen EMK  $e_{zT}$  am Schluss der Kurzschlussperiode gleich

$$2i_a \frac{L + \Sigma M}{T} + 2e_q = 2(e_M + e_q)$$

setzen, indem  $Ri_a$  in Anbetracht der Fehler, die der Berechnung von  $e_M$  und  $e_q$  anhaften, zu vernachlässigen ist.

Die zusätzliche EMK darf besonders am Schluss der Kurzschlussperiode nicht zu gross sein; denn sonst wird die Spannung zwischen der Bürstenspitze und den ablaufenden Kollektorlamellen zu gross. Diese ist nach Formel 110

$$P_T'' = P - \frac{e_z T}{1 - \frac{1}{A}} = e_u + R_w \cdot s_u - \frac{e_z T}{1 - \frac{e_s}{P_w}}$$

oder wenn man Ueberkommutterung hat, was bei Leerlauf häufig der Fall ist, so wird nach Formel 111

$$P''_T = P - \frac{e_z T - 2e_u}{1 - \frac{1}{A}} = R_w \cdot s_u - \frac{e_z T - 2e_u}{1 - \frac{e_s}{P_w}}.$$

Sind die Bürsten so eingestellt, dass sich bei Leerlauf und Voll-dieselbe Potentialdifferenz  $P''_T$  ergibt, so erhält man als Bedingung für eine funkenfreie Kommutation ohne Bürstenverstellung von Leerlauf bis Vollast, dass  $P''_T$  eine gewisse Grenze, die von dem Bürstenmaterial abhängt, nicht überschreiten darf. In der Bestimmung dieser Spannung  $P''_T$  besteht daher die richtige Beurtheilung einer Maschine in Bezug auf Kommutation.

$e_u$  schwankt bei den üblichen Kohlsorten um 0,2 Volt herum.

$P_w$  schwankt bei den gewöhnlichen Kohlsorten zwischen 0,7 und 1,1 Volt.

$e_s$  ist bei Belastung eine kleine Grösse; sie schwankt bei modernen Maschinen zwischen 0,1 und 0,5 Volt.

Bei Leerlauf ist  $e_s$  nur ca. 20 Procent des Werthes bei Vollast, also fast Null.

Bei Belastung wird somit

$$P''_{Tb} = e_u + R_w \cdot s_u - \frac{e_z T_b}{1 - \frac{e_{sb}}{P_w}}$$

und bei Leerlauf

$$P''_{T_0} = e_u + R_w \cdot s_u - \frac{e_z T_0}{1 - \frac{e_{s_0}}{P_w}} \approx e_u - e_z T_0$$

oder

$$P''_{T_0} = R_w \cdot s_u - \frac{e_z T_0 - 2e_u}{1 - \frac{e_{s_0}}{P_w}} = 2e_u - e_z T_0$$

Der Werth für  $P''_{T_0}$  kann etwas anders geschrieben werden, indem wir das Glied  $-\frac{e_z T_0}{1 - \frac{e_{s_0}}{P_w}}$  auszuschneiden suchen.

$$P''_{T_0} = \left. \begin{matrix} e_u \\ \text{oder } 2e_u \end{matrix} \right\} - e_z T_0 \cdot \frac{1 - \frac{e_{s_0}}{P_w}}{1 - \frac{e_{s_0}}{P_w}}$$

$$P_{T_o}'' = \left. \begin{matrix} e_u \\ \text{oder } 2e_u \end{matrix} \right\} + \frac{e_{zT_o} \cdot e_{sb}}{P_w - e_{sb}} - \frac{e_{zT_o}}{1 - \frac{e_{sb}}{P_w}}$$

Ein Vergleich der Grössen

$$e_u + R_w \cdot s_u = e_u + \frac{P_w}{f_u}$$

und

$$\left. \begin{matrix} e_u \\ \text{oder } 2e_u \end{matrix} \right\} + \frac{e_{zT_o} \cdot e_{sb}}{P_w - e_{sb}}$$

bei folgenden normalen Verhältnissen

$$e_{sb} = 0,2 \text{ Volt}, \quad e_{zT_o} = 2,5 \text{ Volt}$$

$$e_u = 0,2 \text{ Volt}, \quad P_w = 1,0 \text{ Volt} \quad \text{und} \quad f_u = 1,2$$

ergibt

$$e_u + \frac{P_w}{f_u} = 1,035 \text{ Volt.}$$

und

$$\left. \begin{matrix} e_u \\ \text{oder } 2e_u \end{matrix} \right\} + \frac{e_{zT_o} \cdot e_{sb}}{P_w - e_{sb}} = \begin{cases} 0,825 \\ 1,025 \end{cases} \text{ Volt.}$$

Man wird daher keinen grossen Fehler begehen, wenn man für alle Belastungen

$$P_T'' = \text{Konstante} - \frac{e_{zT}}{1 - \frac{e_{sb}}{P_w}}$$

setzt, wo  $e_{sb}$  sich auf normale Belastung bezieht; diese Annäherung ist um so mehr zulässig, als die Konstante nicht allein von  $e_{sb}$ , sondern auch von der Kohlensorte abhängt. Da wir in Zukunft nur noch mit der Grösse  $e_{sb}$  rechnen, so wollen wir dieselbe der Einfachheit halber mit  $e_s$  bezeichnen. Man wird finden, dass die Annäherung

$$P_T'' \cong 0,75 \text{ bis } 1,25 - \frac{e_{zT}}{1 - \frac{e_s}{P_w}}$$

benutzt werden kann.

Bei Belastung ist  $e_{zT}$  negativ, also  $P_{Tb}''$  positiv, während bei Leerlauf  $e_{zT}$  positiv ist und  $P_{T_o}''$  negativ. Soll nun

$$P_{Tb}'' = P_{T_o}'' = P_T''$$

sein, so muss

$$P_T'' = \frac{P_{Tb}'' - P_{T_o}''}{2} = \frac{1}{2} \frac{e_{zT_o} - e_{zTb}}{1 - \frac{e_s}{P_w}}$$

sein.

Die Konstante fällt somit fort; wäre sie nicht vollständig konstant von Leerlauf bis Vollast, so würde der Fehler, den man durch Gleichsetzen der beiden Grössen macht, sehr klein, weil in  $P_T''$  nur die Hälfte der Differenzen der beiden Grössen

$$e_u + \frac{P_w}{f_u}$$

und

$$\text{oder } 2e_u \left\} + \frac{e_x T_o - e_s}{P_w - e_s}$$

einzuführen wäre.

Nun ist  $e_x T_o - e_x T_b$  nichts anders als die Variation der zusätzlichen EMK von Leerlauf bis Vollast, d. h.

$$\frac{e_x T_o - e_x T_b}{2} = i_a \frac{L + \Sigma M}{T} + e_q = e_M + e_q.$$

Als Kriterium einer Kommutation bei konstanter Bürstenstellung bekommen wir also

$$P_T'' = \frac{e_M + e_q}{1 - \frac{e_s}{P_w}} \quad . \quad . \quad . \quad (115)$$

und die Kommutirung verläuft um so besser, je kleiner die drei Grössen  $e_M$ ,  $e_q$  und  $e_s$  sind.

Dies ist aber nur unter der Voraussetzung richtig, dass man die Bürsten bei Halblast so einstellen kann, dass  $e_x T$  gleich Null wird, ohne dass die Maschine bei kleineren Belastungen feuert.

Wenn die Feldkurve in der Kommutirungszone zu steil verläuft, wird diese Bedingung bei vielen Maschinen nicht erfüllt.

Damit bei Halblast  $e_x = 0$  wird, muss die kommutirende EMK  $e_k$  bei Leerlauf gleich sein der Hälfte der Variation der Feldstärke von Leerlauf bis Vollast, d. h.

$$e_k = e_M + e_q + R i_a \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) \quad . \quad . \quad (116)$$

$e_M$  ist während der Kommutation so gut wie konstant;  $e_q$  ist bei richtig konstruirten Polschuhen auch fast konstant; denn die Kommutirungszone darf nicht so nahe an der Polspitze liegen, dass  $e_q$  einen grossen Werth erhalten kann.

In einem den wirklichen Verhältnissen entsprechenden Beispiel sollen nun die Kurzschlusskurven bei Leerlauf und Vollast für den Fall untersucht werden, dass bei Halblast die zusätzliche EMK  $e_x$  gleich Null ist. — Es sei gegeben

$i_a = 200$  Amp. bei Vollast;  $T = 0,001$  sec.;  $R_u = 0,0025$  Ohm;

$R = 0,00125$  Ohm;  $i_a R = 0,25$  Volt;  $b_r = \beta$ ;

$L_s = 0,625 \cdot 10^{-6}$  Henry, also  $e_s = f_u \cdot 0,25$  Volt;

$L + \Sigma(M) = 5,0 \cdot 10^{-6}$  Henry, also  $e_M = 1$  Volt und

$$e_q = 0,625 + 0,25 \frac{t}{T} \text{ Volt.}$$

Die Bürste wird so eingestellt, dass bei Leerlauf die kommutierende EMK

$$\begin{aligned} e &= e_M + e_q + i_a R \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) \\ &= 1,5 + 0,5 x \text{ Volt.} \end{aligned}$$

Bei einem Generator kann diese Feldkurve vorhanden sein und man erhält bei Halblast die geradlinige Kommutierungskurve I

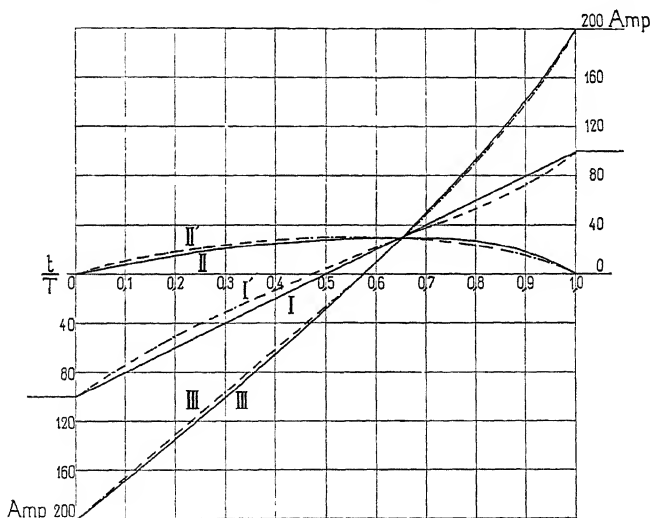


Fig. 281. Kurzschlussstromkurven einer Maschine als Generator und Motor bei Leerlauf, Halblast und Vollast unter Annahme konstanter Bürstenstellung.

Figur 281. Lässt man unter denselben Verhältnissen die Maschine als Motor laufen, so bekommt man die kommutierende EMK

$$e = 2,0 - 0,5 x \text{ Volt,}$$

während

$$e_k = 1,5 + 0,5 x \text{ Volt,}$$

also wird

$$e_z = e - e_k = 0,5 - x \text{ Volt.}$$

Dieser zusätzlichen EMK entspricht die strichpunktirte Kurzschlussstromkurve I'.



Entlasten wir den Generator, so wird

$$e_k = 0$$

und 
$$e_z = e_M + e_q + i_a R \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right) = 1,5 + 0,5 x \text{ Volt}$$

und der Kurzschlussstrom verläuft nach der vollauszogenen Kurve II. Läuft die Maschine leer als Motor, so wird

$$e_k = 0$$

und somit 
$$e_z = 2,0 - 0,5 x \text{ Volt}$$

und die Kurzschlussstromkurve ist die strichpunktirte Kurve II'.

Bei Vollast des Generators wird

$$e_k = 3,0 + x \text{ Volt}$$

und da 
$$e = 1,5 + 0,5 x \text{ Volt}$$

wird 
$$e_z = e - e_k = -1,5 - 0,5 x \text{ Volt}$$

und die Stromkurve ist durch Kurve III dargestellt. Bei Belastung der Maschine als Motor wird auch

$$e_k = 3,0 + x \text{ Volt}$$

und da 
$$e = 2,0 - 0,5 x \text{ Volt}$$

wird 
$$\bar{e}_z = e - e_k = -1 - 1,5 x \text{ Volt,}$$

wozu die Stromkurve III' gehört.

Bei diesen ganz normalen Verhältnissen erhält man selbst bei Leerlauf und Vollast sehr schön verlaufende Stromkurven, und zwar weil bei Halblast die zusätzliche EMK  $e_x$  gleich Null ist. — Für diese sechs Kurven der Figur 281 wurde der Formfaktor  $f_u$  der Stromdichtevertheilung unter den Bürsten berechnet, und es ist

für Kurve I  $f_u = 1$  und für Kurve I'  $f_u = 1,045$

„ „ III  $f_u = 1,04$  „ „ „ III'  $f_u = 1,035$

„ „ II  $\frac{s_{u\text{eff}}}{s_u} = 0,2$  „ „ „ II'  $\frac{s_{u\text{eff}}}{s_u} = 0,19;$

$s_u$  ist die Stromdichte bei Vollast, während  $s_{u\text{eff}}$  den Effektivwerth bei Leerlauf bezeichnet; bei Leerlauf kann  $f_u$  nämlich nicht ermittelt werden, weil der Mittelwerth  $s_u$  der Stromdichte hier Null ist.

Wenn man die Bürsten so einstellt, dass bei Halblast  $e_{xT}$  gleich Null wird, so erhalten wir bei Leerlauf oder Vollast unter der ablaufenden Bürstenspitze die Potentialdifferenz

$$P_T'' = \frac{e_M + e_q}{1 - \frac{e_s}{P_w}} = \frac{1,0 + 0,875}{1 - \frac{1,04 \cdot 0,25}{1}} = \frac{1,88}{0,74} = 2,54 \text{ Volt.}$$

## 100. Einfluss der Hauptdimensionen einer Maschine auf die Kommutation.

Die in der Hauptformel der Kommutation vorkommenden Grössen,  $e_M$ ,  $e_q$  und  $e_s$  stehen in einer direkten Beziehung zu den Hauptdimensionen der Maschine. Wie früher abgeleitet, werden die EMKe  $e_q$  und  $e_M$  nach den Formeln

$$e_q = (1 + p_w) \frac{N}{K} AS \cdot l_i \cdot v \cdot \lambda_q 10^{-6} \text{ Volt}$$

$$\text{und} \quad e_M = (1 + p_w) \frac{N}{K} AS \cdot l_i \cdot v \cdot \lambda_M 10^{-6} \text{ Volt}$$

berechnet, also

$$e_M + e_q = (1 + p_w) \frac{N}{K} AS \cdot l_i \cdot v \cdot (\lambda_M + \lambda_q) 10^{-6} \text{ Volt} \quad (117)$$

Ebenso ist  $e_s$  nach der folgenden Formel zu rechnen

$$e_s = f_u \cdot k_s \cdot e_L = f_u \cdot \frac{\beta}{b_r} (1 + p_w) \frac{N}{K} AS \cdot l_i \cdot v \cdot k_s \cdot \lambda_L \cdot 10^{-6} \text{ Volt} \quad (118)$$

Der Koeffizient  $k_s$  berücksichtigt den Einfluss der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulenseiten einer Nut auf die scheinbare Selbstinduktion der betrachteten Spule; auf Seite 353 ist eine Tabelle für  $k_s$  angegeben worden, die aber nur als Anhaltspunkt zu benutzen ist.

$f_u$  ist der Formfaktor der EMK der scheinbaren Selbstinduktion. Als Anhaltspunkt für die Wahl des Faktors  $f_u$  kann folgende Ueberlegung benutzt werden. — Je grösser die in einer Spule im Maximum inducirte EMK  $e_{max}$  ist, desto stärker ist das Feld unter den Polschuhen; je stärker dieses Feld ist und je grösser das Verhältniss  $\alpha = \frac{b}{\tau}$  ist, desto steiler verläuft die Feldkurve in der

neutralen Zone; die Schräge derselben ist also proportional  $\frac{e_{max}}{1 - \alpha}$ . Es ist nun leicht zu sehen, dass je grösser diese EMK ist im Verhältniss zu der EMK

$$e_k = e_M + e_q + i_a R \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right),$$

desto grösser muss die Abweichung der Kurzschlussstromkurve von dem geradlinigen Verlauf sein und desto grösser auch  $f_u$ . Also wächst  $f_u$  mit der Zunahme des Verhältnisses

$$\frac{e_{max}}{(1 - \alpha) e_k};$$

ferner wächst  $f_u$  mit der in das Feld hinein erfolgenden Verschiebung der Bürsten, so dass in jedem Falle die Grösse von  $f_u$  geschätzt oder angenähert bestimmt werden muss.  $f_u$  schwankt beim normalen Verlauf der Kommutation zwischen 1,2 und 1,5, kann aber sowohl kleiner als auch grösser werden.

Die Grösse  $\frac{N}{K} l_i \cdot v \cdot AS \cdot 10^{-6}$  schwankt bei den Maschinen verschiedener Firmen zwischen 0,08 und 0,35; je kleiner diese Grösse ist, desto günstiger wird die Kommutation sich gestalten. Es ist aus diesem Ausdruck ersichtlich, dass  $\frac{N}{K}$ , d. h. die Anzahl der in Serie geschalteten inducirten Drähte zwischen zwei Kollektorlamellen, nicht beliebig gross gewählt werden kann. Bei den kleinen Maschinen, wo  $l_i$ ,  $v$  und  $AS$  kleine Grössen sind, darf  $\frac{N}{K}$  grösser genommen werden als bei grossen Maschinen.

Die spezifische Leitfähigkeit  $\lambda_q$  ist erstens stark abhängig von

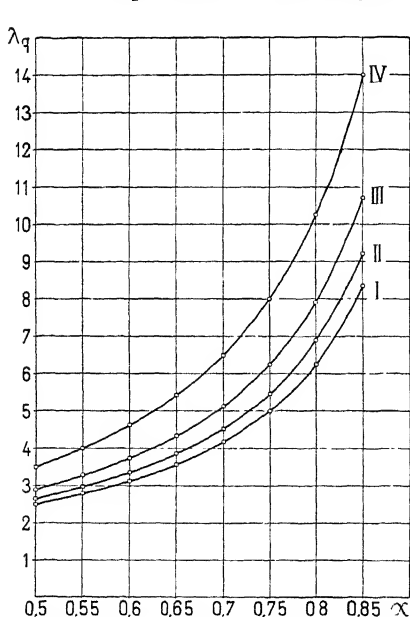


Fig. 282. Die spezifische Leitfähigkeit  $\lambda_q$  als Funktion von  $\alpha$  bei verschiedenen Bürstenstellungen.

$\alpha = \frac{b}{\tau}$  und zweitens von der Bürstenstellung. Um einen Anhaltspunkt für  $\lambda_q$  zu bekommen, berechnen wir  $\lambda_q$  für verschiedene Werthe von  $\alpha$ , und zwar erstens für die Bürsten in der neutralen Zone, Kurve I Figur 282, zweitens für die Bürsten um ein Drittel des Abstandes der neutralen Zone von der Polspitze gegen die Polspitze hin verschoben Kurve II, drittens Kurve III für die Bürsten um die Hälfte desselben Abstandes von der neutralen Zone weg verschoben, und viertens Kurve IV für die Bürsten um zwei Drittel desselben Abstandes von der neutralen Zone weg verschoben. Die Werthe von  $\lambda_q$  dieser Kurven sind nach der Formel Seite 258

berechnet und zwar unter Annahme von  $\rho$  gleich Null. Sind die Polspitzen gesättigt, so wird  $\lambda_q$  viel kleiner, so dass die Werthe der Figur für besondere Polschuhe mit grossen Sättigungen zu gross sind.

Die spezifische Leitfähigkeit  $\lambda_M$  schwankt bei Maschinen mit ganz verschiedenen Nutenformen verhältnissmässig wenig, weil das Stromvolumen  $u_k \cdot i_a$ , welches in einer neutralen Zone gleichzeitig kommutirt wird, nicht viel von einer Type zur anderen variirt. Um einen Begriff über die Grösse der Leitfähigkeit  $\lambda_M$  bei den verschiedenen Nutenkonstruktionen zu bekommen, sind in der nachfolgenden Tabelle einige Werthe der am häufigsten vorkommenden Fälle zusammengestellt. In den Figuren 283a und b sind Nuten eines Ankers für den Fall dargestellt, dass die Ankerleiter mittels Drahtbandagen festgehalten werden, und in Figuren 284a und b sind Nuten, wo die Leiter mittels Keilen festgehalten werden, dargestellt. In diesen Figuren sind die Grössen  $h_n$ ,  $h_k$  und  $b_n$  eingeschrieben. Um  $\lambda_M$  zu berechnen sind noch die Grössen  $t_1$ ,  $r_2$  und  $l_s$  nöthig; es ist in allen Rechnungen

$$t_1 = 2b_n; \quad r_2 = 10h_n \quad \text{und} \quad l_s = 15h_n$$

und das Verhältniss

$$\frac{l_s}{l_2} = 2$$

gesetzt, da diese Werthe als Mittelwerthe angesehen werden können. Ferner sind für die Berechnung von  $\lambda_M$  Annahmen über das Stromvolumen  $u_k i_a$ , welches in einer neutralen Zone gleichzeitig kommutirt wird, in der Weise, wie die Tabelle zeigt, getroffen; es ist nämlich in derselben die Zahl der Nuten pro Zone, deren Seiten gleichzeitig kurzgeschlossen sind, angegeben.

 Tabelle für  $\lambda_M$ .

$\frac{h_n}{b_n}$	8			5			3,33			2,5		
$\frac{h_k}{b_n}$	1			0,75			0,584			0,5		
Anzahl Nuten, deren Leiter pro neutrale Zone gleichzeitig kurzgeschlossen sind	4	3	2	2 $\frac{1}{2}$	2	1 $\frac{1}{2}$	1 $\frac{2}{3}$	1 $\frac{1}{3}$	1	1 $\frac{1}{4}$	1	$\frac{3}{4}$
Armatur mit Drahtbändern (Fig. 283)	3,26	3,5	4,13	2,98	3,35	4,23	2,98	3,36	3,94	3,02	3,43	3,8
Armatur mit keilverschlossenen Nuten (Fig. 284)	3,57	3,92	4,76	3,35	3,81	4,98	3,42	3,9	4,67	3,52	4,05	4,64

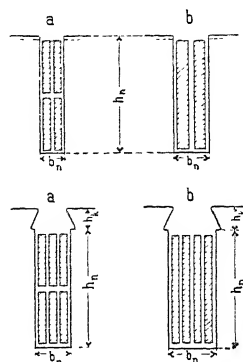


Fig. 283a u. b u. 284a u. b. Nutenformen und Anordnung der Drähte in den Nuten.



Die spezifische Leitfähigkeit der Selbstinduktion  $\lambda_L$ , oder die spezifische Leitfähigkeit der scheinbaren Selbstinduktion  $k_s \cdot \lambda_L$  variiert viel stärker als  $\lambda_M$  von einer Nutenform zur anderen. In der Tabelle Seite 392 sind einige Werthe für  $k_s \cdot \lambda_L$  angegeben worden; die sind berechnet unter denselben Annahmen wie  $\lambda_M$  und unter Benutzung der Tabelle Seite 353 für  $k_s$ ; ferner ist überall  $u=2$  gesetzt.

Wie vorausszusehen war, ist  $k_s \cdot \lambda_L$  um so kleiner, je weiter die Nut ist im Verhältniss zu der Tiefe derselben, und je mehr Spulen-seiten pro Nut gleichzeitig kurzgeschlossen werden.

---

## Einundzwanzigstes Kapitel.

101. Die Methoden zur Erzeugung der kommutirenden EMK  $e_k$ . — 102. Die Konstruktion der Polschuhe. — 103. Erzeugung des kommutirenden Feldes mittels einer Compoundwicklung. — 104. Kompensationswicklungen für die Armaturrückwirkung. — 105. Einfluss der Sehnwicklungen auf die Kommutation und die Ankerrückwirkung. — 106. Die Wicklung von Sayers.

### 101. Die Methoden zur Erzeugung der kommutirenden EMK $e_k$ .

Es ist in dem vorhergehenden Kapitel gezeigt worden, dass es nicht allein genügt die Bedingung,

$$P_T'' = \frac{e_M + e_q}{1 - \frac{e_s}{P_w}} < 2,5 \text{ bis } 3,5 \text{ Volt}$$

zu erfüllen, sondern man muss auch dafür sorgen, dass bei Leerlauf die richtige kommutirende EMK

$$e_k = e_M + e_q + i_a R \left( \frac{t}{T} - \frac{1}{2} \right)$$

vorhanden ist. Wir werden deswegen hier die Mittel besprechen, wodurch man in einfacher Weise diese EMK erzeugen kann.

### 102. Die Konstruktion der Polschuhe.

Eine richtige kommutirende EMK kann erstens erhalten werden durch die Formgebung der Polschuhe, welche Methode sich besonders für Nebenschlussmaschinen eignet.

Das zur Erzeugung der kommutirenden EMK  $e_k$  erforderliche Feld soll möglichst flach verlaufen, da  $e_M$  und  $e_q$  während der Kommutation nur mässig ansteigen, und weil  $i_a R$  gegenüber  $e_M + e_q$  vernachlässigbar klein ist. —  $e_k$  schwankt um 1 bis 3 Volt herum, und um diese zu erzeugen, ist etwa eine Feldstärke von 2000 bis

3000 nothwendig; damit nun an dieser Stelle die Feldkurve nicht zu stark ansteigt, muss der Polschuh eine besondere Form haben.

In den Beispielen S. 300 u. 303 entsprechen die von der geraden Linie am meisten abweichenden Kurzschlussstromkurven einer steil verlaufenden Feldkurve, und das ist der häufigste Fehler von schlecht kommutirenden Maschinen.

Eine passende Form der Feldkurve soll aber erreicht werden, ohne dass  $\lambda_q$  zu gross wird. Es kann  $\lambda_q$  zu gross werden, wenn die Kommutation sich unter der Polspitze abspielt.

Deswegen haben die meisten Konstrukteure von Gleichstrommaschinen sich bestrebt, eine Polkonstruktion zu entwerfen, welche erstens ein möglichst flach verlaufendes Kommütirungsfeld und zweitens nur eine kleine Schwächung des Feldes an der Eintrittsseite d. h. ein kleines  $\lambda_q$  ergibt.

In den Fig. 285 bis 303 ist eine Anzahl von Polkonstruktionen abgebildet, die wir jetzt besprechen werden.

Die Fig. 285 bis 288 stellen Polkonstruktionen dar, die ein allmähliches Abfallen der Feldkurve unter den Polecken bezwecken, und es wird theils durch einen langsamen Uebergang zum Luftzwischenraum  $\delta$  und theils durch grosse Sättigungen der Polspitzen erreicht. Die Polkonstruktion, Fig. 288, von Ganz & Co. ist sehr beachtenswerth; denn bei dieser wird infolge der gefrästen Einschnitte in den massiven, aus Stahlguss hergestellten Polschuh die Sättigung der Polspitzen so gross, dass der Feldstärke unter den äussersten Spitzen die richtige Grösse für die Kommutation gegeben werden kann. Ausserdem können die Bürsten sehr nahe an die Polspitzen heran geschoben werden, ohne dass  $\lambda_q$  einen unzulässigen grossen Werth erreicht, weil die Polspitzen gesättigt sind.

Die Polkonstruktionen, Fig. 289 bis 291, suchen ein allmähliches Ansteigen der mittleren Feldstärke durch Schrägstellen oder Abrunden der Polkante längs der Armatur zu erreichen; dadurch wird aber  $\lambda_q$  grösser als sonst, weil der Stab an der Kommütirungszone zum Theil unter dem Polschuhe liegt. Diese Konstruktionen erfüllen deswegen nicht vollständig ihren Zweck, wenn nicht gleichzeitig die Polspitzen stark gesättigt werden.

Die Konstruktionen, Fig. 292 und 293, sollen hauptsächlich dazu dienen, die schädliche Wirkung der Quermagnetisirung des Ankerstroms zu verkleinern.

Zu dem Zwecke erhält die Polecke, welche durch die Quermagnetisirung verstärkt wird, ein Material von geringerer magnetischer Leitfähigkeit als die andere (Fig. 292), oder einen kleineren



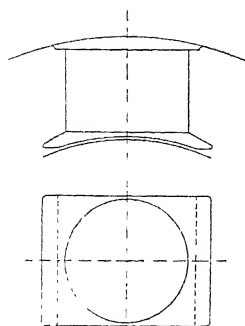


Fig. 285.

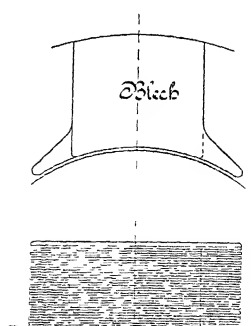


Fig. 286.

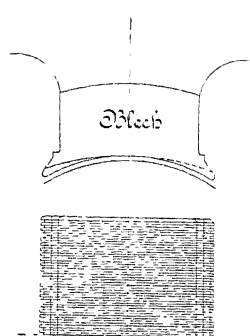


Fig. 287

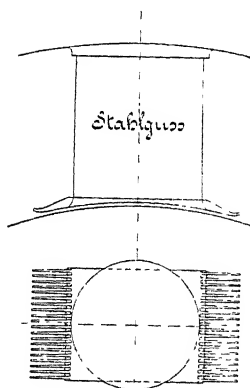


Fig. 288.

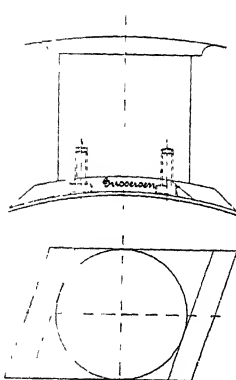


Fig. 289.

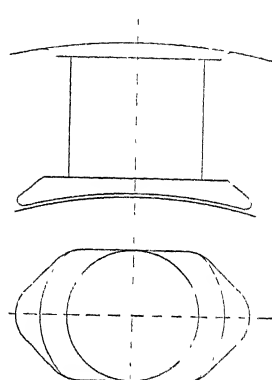


Fig. 290

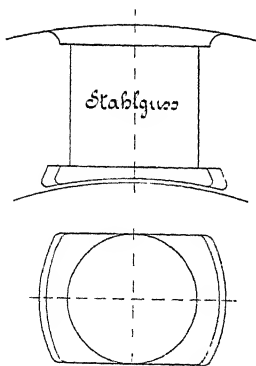


Fig. 291.

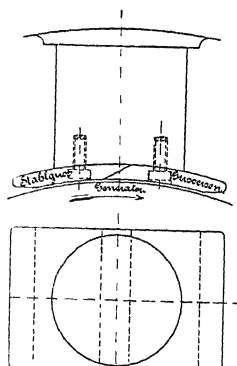


Fig. 292.

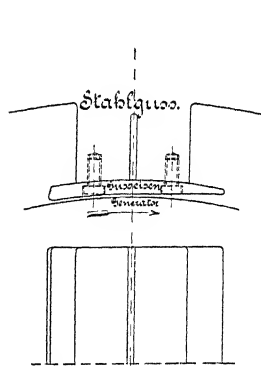


Fig. 293.

Verschiedene Polkonstruktionen zur Erreichung eines günstig kommutirenden Feldes.

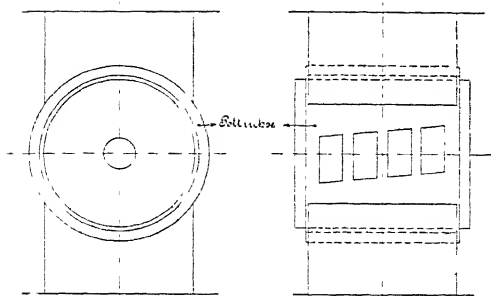


Fig. 294.

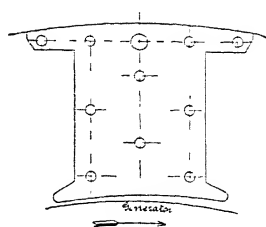


Fig. 295.

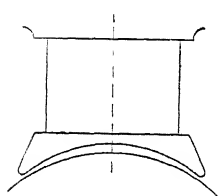


Fig. 296.

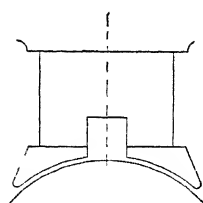


Fig. 297.

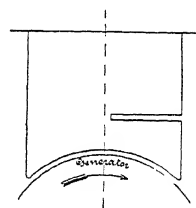


Fig. 298.

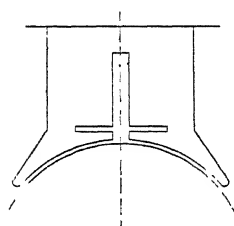


Fig. 299.

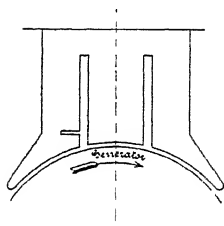


Fig. 300.

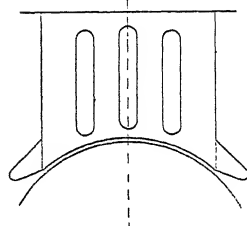


Fig. 301.

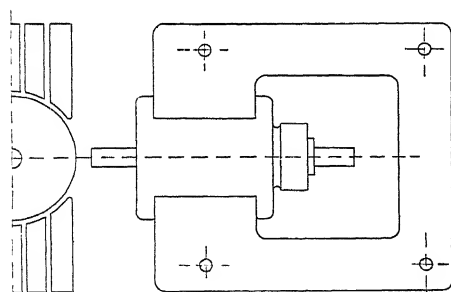


Fig. 302.

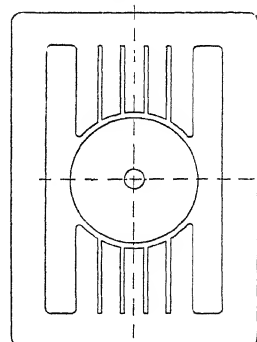


Fig. 303.

Verschiedene Polkonstruktionen zur Erreichung eines günstig kommutirenden Feldes und einer kleinen Quermagnetisirung.

Querschnitt (Fig. 293). Die Wirkung dieser Anordnungen ist jedoch nicht gross.

In Fig. 294 ist die Polbüchsenkonstruktion der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft, Berlin, dargestellt; diese ermöglicht zwar ein sehr flach verlaufendes Feld in der Kommutierungszone, besitzt aber gleichzeitig so viele Nachteile, dass sie bald verlassen wurde. Die Feldstreuung, die Selbstinduktion der kurzgeschlossenen Spulen und die Quermagnetisierung sind sehr gross.

Fig. 295 giebt ein Bild der Polkonstruktion, die die Firma Siemens & Halske, Wien, bei ihrem 1000 KW-Trambahngenerator der Pariser Ausstellung 1900 angewandt hatte; der Polbogen ist excentrisch abgedreht, damit die Feldverzerrung des Ankerstromes möglichst klein und dadurch auch  $\lambda_q$  klein ausfällt. (Siehe S. 262.) Die Allmänna Svenska Elektriska Aktiebolaget in Vesterås hat schon seit 1896 ihre aus Stahlguss hergestellten Polschuhe excentrisch abgedreht. Ist die Maschine für zwei Drehrichtungen bestimmt, so kann die Konstruktion Fig. 296 benutzt werden, die nur eine Verdoppelung der Polschuhform Fig. 295 ist.

In den übrigen Fig. 297 bis 303 sind Polkonstruktionen vorgeführt, die mit Einschnitten versehen sind, um den magnetischen Widerstand für den Querfluss zu vergrössern, wodurch die Feldverzerrung verkleinert wird. Die Wirkung solcher Luftschlitze ist nicht gross; es hat sich aber gezeigt, dass sie oft ausreichen, um Maschinen, die feuern, zu kuriren; deswegen verdienen diese Schlitze wegen der leichten Ausführung derselben doch Beachtung und können in solchen Fällen versucht werden, wo eine Maschine nicht tadellos arbeitet.

Ein breiter Luftschlitz, wie in Fig. 297, vergrössert auch die Sättigung der Polspitzen und die seitliche Ausbreitung des Kraftflusses und wirkt dadurch günstig.

Von dem Verfasser stammt die auf Seite 215 erwähnte und in Fig. 304 dargestellte Polkonstruktion (D.R.P. No. 128885); sie hat beide Eigenschaften, die eine Polkonstruktion besitzen muss, um eine tadellose Kommutation zu sichern. Um eine kleine Verzerrung der Feldkurve bei Belastung zu erhalten, wird der Polbogen von  $b$  bis  $c$  der Armatur gegenüber excentrisch gestellt. An der Eintrittsseite des Pols befindet sich ein ca. 2 cm breiter Luftschlitz, der den sogenannten Polzahn vom übrigen Pol trennt. Dem Polzahn wird eine sehr grosse Sättigung gegeben, damit die Quermagnetisierung unter der Eintrittsseite des Poles, d. h.  $\lambda_q$  so klein wie möglich bleibt; da ferner die Ampèrewindungszahl der Feldmagnete gleichzeitig möglichst klein gehalten werden soll, so muss der Polbogen von  $a$  bis  $b$ , der unter dem Polzahn liegt, möglichst nahe

an die Armatureoberfläche gebracht werden; denn es sind dann nur wenig Ampèrewindungen nöthig, um den Kraftfluss über den Luft-

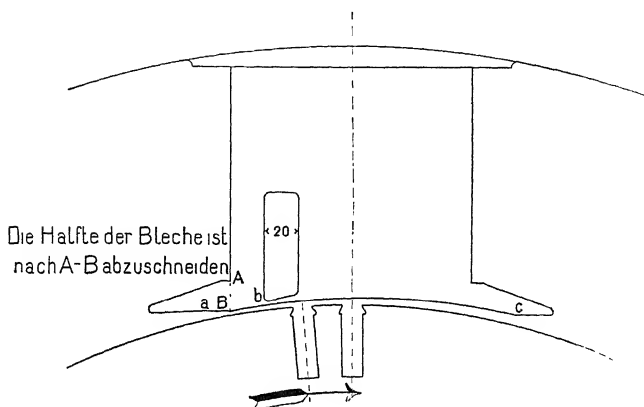


Fig. 304. Blechpol-Konstruktion vom Verfasser für eine Drehrichtung.

spalt zu treiben, und die übrigen Ampèrewindungen können zur Sättigung des Polzahnes mitwirken, wie aus der Kurve  $H'$  Fig. 180, Seite 216, zu sehen ist.

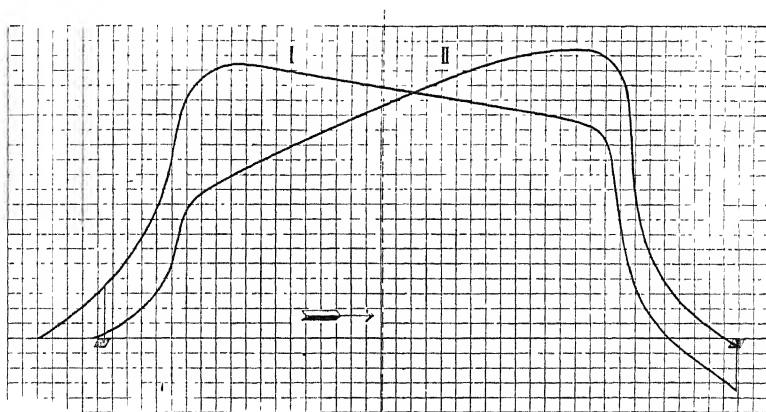


Fig. 305. Feldkurven bei Leerlauf und Belastung mit richtigem kommutirenden Felde.

Durch passende Wahl der Sättigungen hat man es mittelst des Polzahnes vollständig in der Gewalt, der Feldkurve an der Eintrittsseite des Poles jede beliebige Form zu geben; z. B. können leicht die in Fig. 305 dargestellten Feldkurven (bei Leerlauf Kurve I und bei Vollast Kurve II) erreicht werden und die Form der

Magnetisierungskurve  $H'$  der Fig. 180 bietet Gewähr für eine sehr kleine Quermagnetisierung, d. h. ein kleines  $\lambda_q$ .

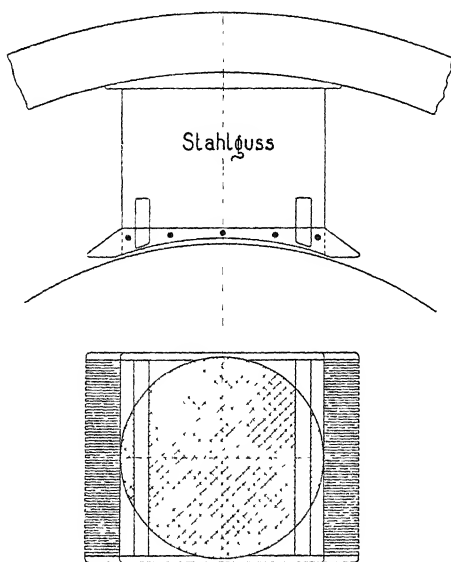


Fig. 306. Polkonstruktion des Verfassers für beide Drehrichtungen.

Ist die Maschine für zwei Drehrichtungen zu bauen und wünscht man Magnetkerne aus Stahlguss anzuwenden, so kann die Konstruktion Fig. 304 verdoppelt und wie in Fig. 306 gezeigt ist, ausgeführt werden; die Polschuhe sind lamelliert und angeschraubt.

### 103. Erzeugung des kommutirenden Feldes mittelst einer Compoundwicklung.

Da das erforderliche kommutirende Feld proportional mit dem Ankerstrom steigt, so liegt es nahe, dasselbe durch eine Spule zu erregen, die vom Armaturstrom durchflossen wird.

Swinburne schlug 1886 vor, eine solche Compoundwicklung auf einen Polzahn an der Eintrittsseite des Poles zu setzen, wie die Fig. 307 zeigt. Der Raummangel und die grosse Länge einer Windung bewirken jedoch, dass diese Lösung, obwohl sie theoretisch richtig ist, sich im praktischen Dynamobau nicht eingebürgert hat.

Eine Abart dieser Anordnung ist die von Seidener in der Zeitschrift für Elektrotechnik 1898 vorgeschlagene Compoundwick-

lung, die nur die Hälfte des Magnetkernes umschlingt, wie Fig. 308 zeigt. Durch diese Wicklung wird erstens ein kommutirendes Feld geschaffen, und zweitens wird der totale Kraftfluss  $\Phi$  pro Pol mit der Belastung erhöht, so dass die Spannung an den Klemmen konstant gehalten werden kann; d. h. die Maschine ist compoundirt.

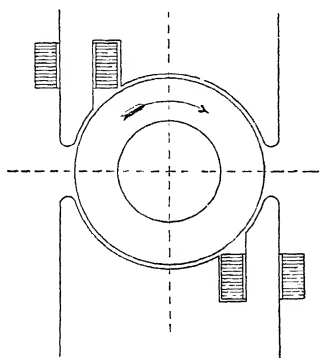


Fig. 307. Erzeugung eines kommutirenden Feldes nach Swinburne.

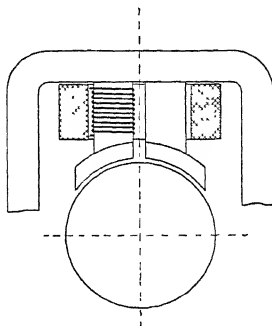


Fig. 308. Erzeugung eines kommutirenden Feldes nach Seidener.

Johnson-Lundell sind noch einen Schritt weiter gegangen. In den von ihnen ausgeführten Compoundmaschinen wird die Compoundwicklung wie gewöhnlich um den ganzen Magnetkern gewickelt; man legt aber einen Luftschlitz durch die Mitte des Kernes und giebt dem Polschuh eine solche Form, dass schon bei Leerlauf die eine Hälfte  $c-d$  des Magnetkernes an der Austrittsseite, Fig. 309, vollständig gesättigt ( $B = \text{ca. } 17000$ ) ist, während die Induktion in der zweiten Hälfte  $a-b$  viel kleiner ist ( $B = \text{ca. } 10000$ ).

Wird die Maschine stark belastet, so sucht der Ankerstrom das Feld zu verzerren, was nur bei der einen Hälfte des Feldes an der Eintrittsseite möglich ist, weil der Theil  $c-d$  des Magnetkernes stark gesättigt ist. Die Compoundwicklung wird so kräftig gewählt, dass sie die Hälfte  $a-b$  des Magnetkernes aufmagnetisirt, und man bekommt, wie in Fig. 217, Seite 264, gezeigt, fast dieselbe Feldkurve bei Vollast wie bei Leerlauf, so dass  $i_q$  minimal klein wird. Durch eine zweckmässige Form der Polecke an der Eintrittsseite kann die Form der Feldkurve in der Kommutirungszone zu einem sehr flachen Verlauf gebracht werden.

Obwohl die Compoundwicklung sehr kräftig gewählt werden muss, kann das Verhältniss  $\frac{\text{Feldampèrewindungen}}{\text{Armaturampèrewindungen}}$  doch nahezu auf eins heruntergebracht werden. Der Wirkungsgrad der Maschine

wird deswegen bei den niedrigen Belastungen ziemlich hoch, weil hier die Erregung wenig Energie verbraucht.

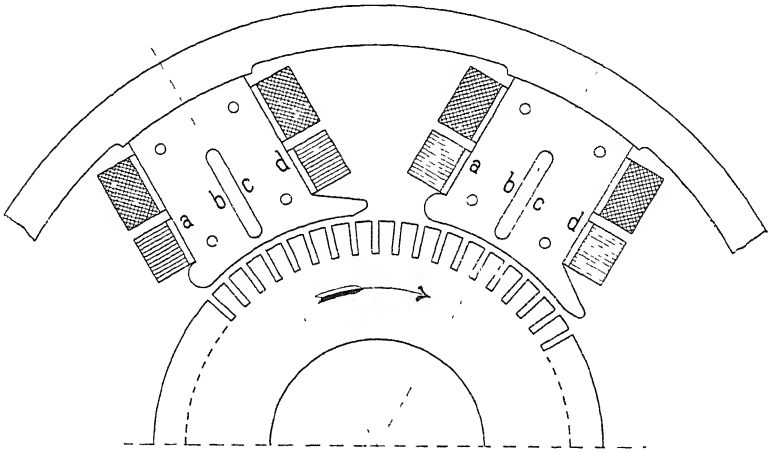


Fig. 309. Polkonstruktion von Johnson-Lundell zur Erzeugung eines stabilen Kommutierungsfeldes.

Um den grossen Kupferverbrauch bei der Anordnung Fig. 307 zu vermeiden, schlägt Swinburne (1890) vor, kleine L-förmige Elektromagnete in der neutralen Zone anzubringen (Fig. 310); die vom Hauptstrom erregt werden. Die Anordnung solcher Kommutierungs-Elektromagnete erhielten Siemens &

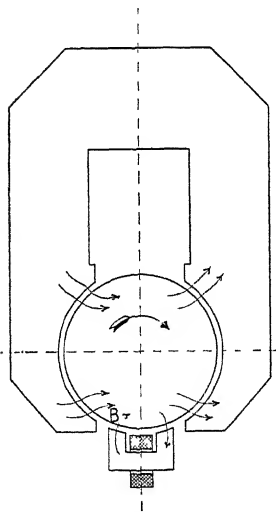


Fig. 310. Hilfspolkonstruktion von J. Swinburne.

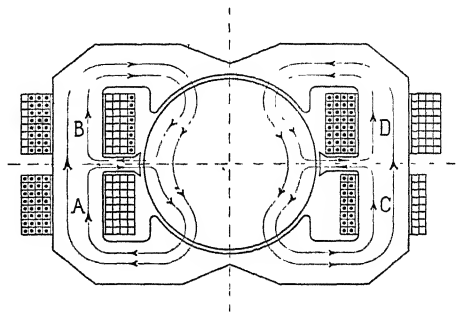


Fig. 311. Hilfspolkonstruktion von Fischer-Hinnen.

Halske patentirt. Liegen die Bürsten unter dem im Sinne der Drehrichtung vorausliegenden Elektromagnetpol B, so wirken die

Windungen des letzteren magnetisierend, wie die Pfeile andeuten, wodurch eine Compoundirung erhalten wird. Ist dieselbe zu stark, so werden die Elektromagnete nach Angabe eines zweiten Patentes derselben Firma schräg zur Axe gestellt. Die Feldstreuung wird in diesem Falle eher verkleinert als vergrössert, was aus der Richtung des Kraftflusses Fig. 310 ersichtlich ist. Damit die Selbstinduktion der kurzgeschlossenen Spulen oder  $\lambda_M$  und die Quermagnetisirung oder  $\lambda_q$  nicht zu gross ausfallen, dürfen die Elektromagnete nicht lamellirt werden und nicht zu nahe an die Polecken herankommen. Diese Anordnung zur Erzeugung eines kommutirenden Feldes ist sinnreich; doch haftet ihr die Schwierigkeit der konstruktiven Anordnung der Elektromagnete in der neutralen Zone an.

Viele andere Konstrukteure, z. B. Menges, 1884, Rotten, 1885, Hookham & Hausmann 1888 und Fischer-Hinnen, 1897, haben ebenfalls Hilfspole vorgeschlagen, die vom Armaturstrom erregt werden. Eine interessante Anordnung ist diejenige von Fischer-Hinnen, die sich für die Manchester-Type und die Type Thury eignet, und die in Figur 311 dargestellt ist.

Fischer-Hinnen theilt die Magnetspulen in zwei Theile und ordnet den Hilfspol zwischen denselben an. Auf diesen Hilfspol wirkt nun die Differenz der Ampèrewindungen der beiden Theile der Magnetspulen, wie aus der Richtung der Pfeile, welche die Richtung der magnetisirenden Kraft der einzelnen Spulen *A* und *B*, bzw. *C* und *D* andeuten, ersichtlich ist.

Nach einer Ausführung, die in Figur 311 links dargestellt ist, werden die für den Hilfspol erforderlichen Hauptschlussampèrewindungen über den Nebenschlusspulen derart angebracht, dass sie in der einen Hälfte *A* mit den letzteren, in der zweiten *B* gegen dieselben wirken. Die Summe der auf den Hauptkraftfluss wirkenden Ampèrewindungen ist dieselbe geblieben. Das gleiche Resultat kann offenbar erreicht werden, wenn man die Feldwindungen derart zu beiden Seiten des Hilfspoles anordnet, dass der untere Theil *C* weniger Windungen erhält als der obere Theil *D*. Auf diese letzte Weise ist allerdings ein kommutirendes Feld ohne weiteren Kupferverbrauch bei diesen speciellen Typen erreicht. Eine Selbstregulirung ist aber im letzteren Falle nur möglich, wenn die Maschine als Hauptstrommaschine ausgeführt ist.

#### 104. Kompensationswicklungen für die Armaturrückwirkung.

Fischer-Hinnen und Prof. Ryau kompensirten (1892) die quermagnetisirende Wirkung des Ankers durch eine besondere



Wicklung, welche vom Hauptstrome durchflossen wird und so angeordnet ist, dass ihre magnetisirende Wirkung derjenigen der Ankerwindungen entgegengesetzt gerichtet ist.

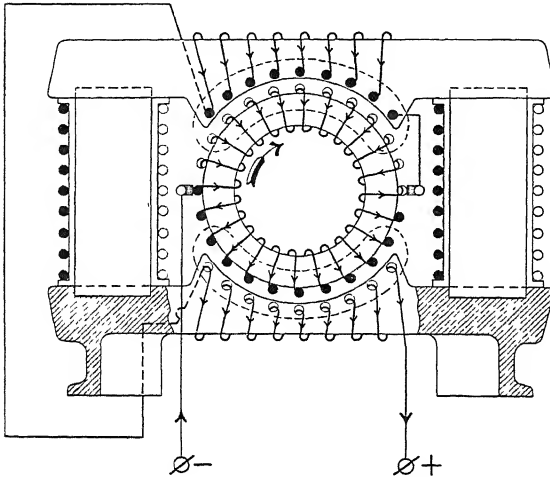


Fig. 312.

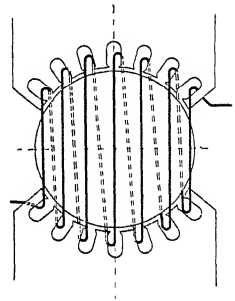


Fig. 313.

Kompensationswicklung von Fischer-Hinnen und Ryan.

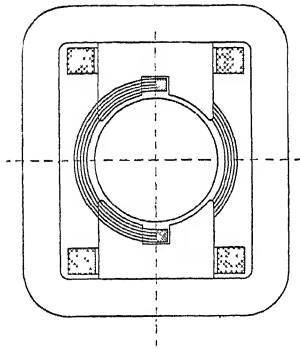


Fig. 314. Kompensationswicklungen von Fischer-Hinnen und Ryan.

Fig. 312 stellt die Anordnung der Kompensationswicklung einer Manchestertype dar. Der Weg des quermagnetischen Kraftflusses ist durch punktirte Linien bezeichnet. Man sieht, dass die Kompensation eine vollständige wird, wenn die Ampèrewindungszahl der Kompensationswicklung pro Pol gleich den quermagnetisirenden Ampèrewindungen des Ankers pro Pol ist.

Die Fig. 313 stellt dieselbe Kompensationswicklung in anderer Ausführungsart dar.

Fig. 314 giebt ein Bild der Anordnung der Kompensationswicklung für eine Radialpoltype. Behufs leichterer Montage ist die Wicklung nach beiden Seiten zurückgeschlagen.

Man erhält für eine solche Kompensationswicklung ungefähr dieselbe Kupfermenge und denselben Energieverbrauch wie für die Ankerwicklung. Die Maschine wird daher vertheuert und der Wirkungsgrad verschlechtert, ausserdem ist die ganze Anordnung

unpraktisch und hat daher keinen Eingang im Dynamobau gefunden; denn bei dem heutigen Stande des Baues von Gleichstrommaschinen hängt die Belastungsgrenze nicht von der Grösse der Rückwirkung, sondern vielmehr von der Erwärmung ab.

M. Déri<sup>1)</sup> und Leblanc<sup>2)</sup> haben eine Felderregung angegeben, welche eine weitere Entwicklung des Gedankens von Fischer-Hinnen und Prof. Ryau darstellt. — Es werden hierbei nicht allein die

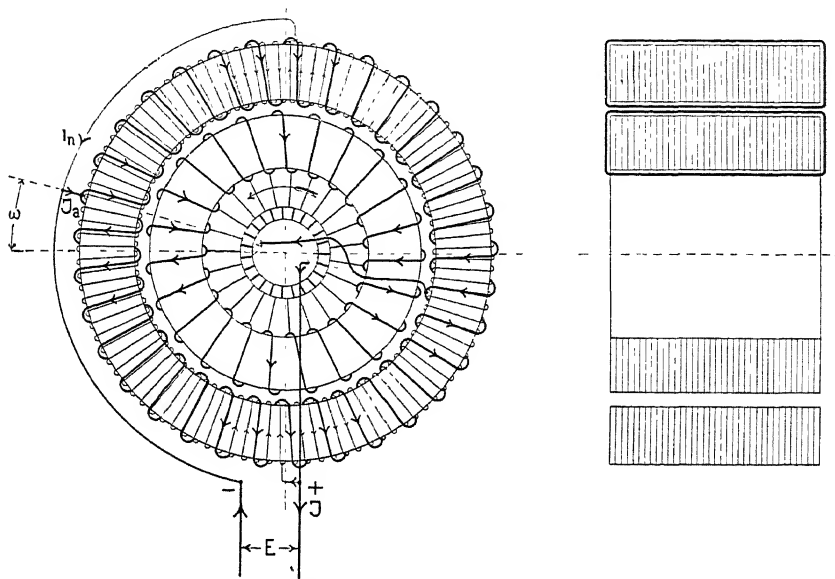


Fig. 315. Felderregung von Déri.

Kompensationsspulen, sondern auch die Erregerspulen zur Erzeugung des Hauptfeldes gleichmässig über die äussere Begrenzungsfläche des Luftraumes verteilt. Das Feldeisen erhält keine körperlichen Pole, sondern besteht aus einem kontinuierlichen lamellierten Eisenkörper, der von zwei Cylinderflächen begrenzt ist, wie die Figur 315 zeigt. Der Luftspalt zwischen Armatur und Magnetfeld ist hier wie bei asynchronen Motoren überall konstant. In der Figur 315 sind die Erreger- und die Kompensationswicklungen nach der Art einer zweipoligen Ringwicklung ausgeführt.

Das Hauptfeld würde hier, wenn keine grossen Sättigungen im Eisen vorhanden wären, von Dreieckform sein, wie Figur 197,

<sup>1)</sup> D.R.P. 105463 vom 8. November 1898, 105545 vom 20. Juli 1898, 105908 vom 9. Februar 1899 und 122411.

<sup>2)</sup> Vortrag vor dem Internationalen Elektrotechniker-Kongress, Paris 1900.

Seite 243, zeigt, da die Erregerwicklung gleichmässig über den Umfang vertheilt ist, und der Luftspalt überall konstant ist. Wird das Eisen gesättigt, so nimmt die Feldkurve fast Sinusform an; dieselbe ist durch die Kurve  $H$  der Figur 316 dargestellt. Das Armaturfeld bekommt dieselbe Form und ist für den Fall, dass die Bürsten in der neutralen Zone des Hauptfeldes stehen, durch die Kurve  $Q$  dargestellt; die Kurve  $C$  giebt das Kompensationsfeld an. Die Kompensationswicklung, die ebenfalls gleichmässig auf den Polflächen nach Art einer Ring- oder Trommelwicklung vertheilt ist, soll ein Feld erzeugen, welches erstens das Ankerfeld vollständig kompensirt, so dass  $e_q$  gleich Null wird, zweitens ein Feld zur Compoundirung des Spannungsabfalles  $J_a \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)$  erzeugt und drittens ein kommutirendes Feld schafft.

Wir dürfen annehmen, dass alle drei Felder, Erregerfeld, Ankerfeld und Kompensationsfeld sinusförmig sind. Ferner können die Feldstärken, wenn die Streuung vernachlässigt wird, durch diejenigen EMKe, die von den betreffenden Feldern in einer Ankerspule inducirt werden, dargestellt werden. Die Amplitude des sinusförmigen Erregerfeldes wird somit gleich  $e_{max}$  und die des Ankerfeldes gleich  $e_q$ ; das Kompensationsfeld kann in drei Komponenten zerlegt werden, nämlich erstens in das Feld  $Q'$  Fig. 317, mit der Amplitude  $e_q$  zur Kompensirung des Ankerfeldes, dessen Amplitude derjenigen von  $Q$  (Fig. 316) gleich, aber entgegengesetzt gerichtet ist, zweitens in das Feld  $S$  von der Amplitude  $J_a \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)$  zur Compoundirung des Spannungsabfalles, dessen Amplitude mit derjenigen von  $N$  zusammenfällt, und drittens in das Kommutationsfeld  $M$  von der Amplitude  $e_M$ , dessen Amplitude mit der Bürstenlage übereinstimmt.

Die Amplituden der Felder  $e_M$  und  $e_q$  fallen somit zusammen, während das Feld  $S$  sein Maximum an derselben Stelle haben soll wie  $e_{max}$ , d. h. dort, wo  $e_q$  den Werth Null hat. Superponirt man nun in Figur 317 die drei Felder  $Q'$ ,  $M$  und  $S$ , so erhält man die Feldkurve  $C$  der Figur 317. Superponirt man weiter die drei Kurven  $H$ ,  $Q$  und  $C$ , so ergiebt sich als resultirendes Feld die Sinuskurve  $R$ ; die neutrale Zone dieses Feldes  $R$  ändert sich mit der Belastung, und zwar verschiebt sie sich mit der Zunahme der Belastung, entgegengesetzt der Drehrichtung des Ankers, so dass eine Verschiebung der Bürsten aus der neutralen Zone des Hauptfeldes nicht nöthig ist.

Da Sinuskurven durch Vektoren dargestellt werden können, erhält man ein übersichtlicheres Bild der Vorgänge, wenn alle Felder

in dieser Weise dargestellt und ihre Amplituden geometrisch addiert werden wie in Figur 318. In dieser Figur sind die einzelnen Vektoren in den richtigen relativen Grössen zu einander aufgetragen, wie sie in der Wirklichkeit erscheinen.

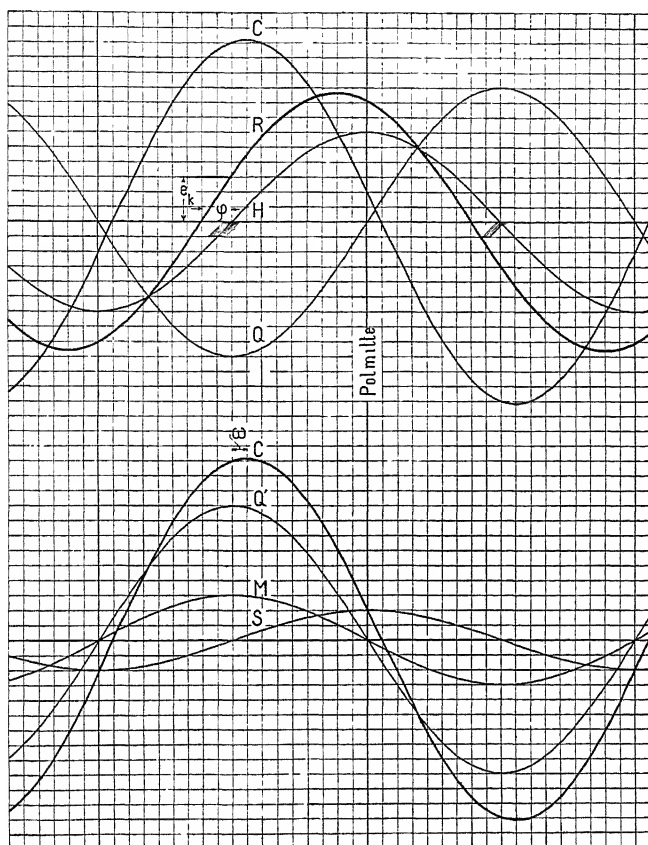


Fig. 316 und 317.

Wird  $OH = e_{max}$  gleich eins gesetzt, so wird bei Belastung  $OQ' = -OQ = e_q$  ca. 2,0,  $OM = e_M$  ca. 0,25 und  $OS = J_a(R_a + \frac{2}{\alpha} R_u + R_h)$  ca. 0,1; die Amplitude  $OC$  des Kompensationsfeldes bildet also den Winkel  $\omega$  mit der neutralen Zone des Hauptfeldes und die neutrale Zone des resultirenden Feldes  $OR$  ist um den Winkel  $\varphi$  entgegengesetzt der Drehrichtung des Ankers verschoben.

Durch diese Konstruktion finden wir also den Winkel  $\omega$ , um

welchen in Figur 315 der Anschluss der Kompensationswicklung gegenüber der neutralen Zone der Hauptfelder zu verschieben ist.

Sind kleine Sättigungen im Eisen vorhanden, so können die Ampèrewindungen zur Erregung der Felder proportional den Feldstärken gesetzt werden, und es würden sich die Kompensationswindungen zu den Ankerampèrewindungen wie  $OC : OQ$  verhalten.

Solche Maschinen werden nicht mit Ringwicklung ausgeführt, sondern man verwendet sowohl für den Anker als auch für das Feld Trommelwicklung, welche in Nuten des Eisens untergebracht ist. Die Nuten des Feldeisens, welche zwei Wicklungen aufnehmen müssen, werden sehr tief werden und die Sättigung der Zähne wird gross gemacht werden müssen, um für die Maschine möglichst kleine Dimensionen zu erhalten. Die Kompensationswindungen müssen nun grösser werden, und es ist praktisch zur Regulirung derselben ein Widerstand parallel zu schalten, der nachträglich eingestellt wird.

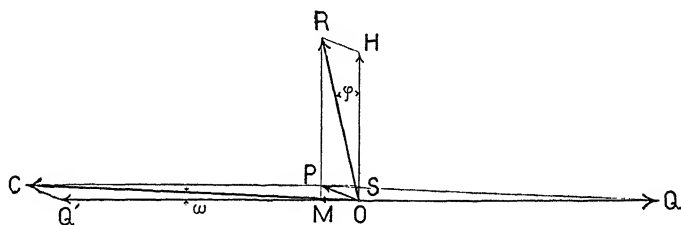


Fig. 318.

In Fig. 318 kann  $OP$  auch als Resultante von  $OQ$  und  $OC$  angesehen werden. Wenn wir nun die Bürsten aus der neutralen Zone des Feldes  $H$  verstellen, so wird der Vektor  $OQ$ , der das Ankerfeld darstellt, sich um  $O$  drehen, während das Kompensationsfeld  $OC$  unverändert bleibt. —

Verschieben wir die Bürsten in Fig. 315 entgegengesetzt der Drehrichtung, so verschiebt sich  $Q$  in gleicher Richtung und der Winkel  $HOQ$  in Fig. 318 wird kleiner als ein rechter. Die Resultante  $OP$  von  $OC$  und  $OQ$  wird nun grösser, ebenso wird  $OR$  grösser und wir erhalten eine Uebercompounding. Werden umgekehrt die Bürsten in der Drehrichtung verschoben, so wird  $OR$  kleiner und wir erhalten eine Untercompounding.

In beiden Fällen erfährt jedoch das kommutirende Feld eine starke Aenderung und es wird Funkenbildung eintreten; die Maschine wird daher gegen eine Bürstenverstellung empfindlich sein, aber bei richtiger Einstellung funkenfrei arbeiten können.

Die Kompensationswicklung bekommt eine grössere Ampèrewindungszahl als die Ankerwicklung. Somit wird die totale Am-

pèrewindungszahl des Feldes, d. h. die der Erregerwicklung und der Kompensationswicklung, 1,5 bis 2 mal so gross sein als die Ampèrewindungszahl des Ankers; bei gewöhnlichen, modernen Gleichstrommaschinen, die richtig dimensionirt sind und zweckmässige Polschuhe besitzen, liegt dagegen das Verhältniss

$$\frac{\text{Feldampèrewindungen}}{\text{Ankerampèrewindungen}}$$

in die Nähe von eins oder kann noch kleiner als eins gemacht werden.

Der Kraftfluss  $\Phi$  pro Pol bei Belastung kann gleich

$$\Phi = B_{l \text{ mittel}} \cdot \tau \cdot l_i = \alpha_b \cdot B_{l \text{ max}} \cdot \tau \cdot l_i$$

gesetzt werden, wo

$$\alpha_b = \frac{B_{l \text{ mittel}}}{B_{l \text{ max}}}$$

Da die magnetische Beanspruchung der Zähne von  $B_{l \text{ max}}$  abhängt, so hängt die Leistung der Armatur bei einer bestimmten Beanspruchung des Materials von  $\alpha_b$  ab. Dieses Verhältniss ist bei Belastung bei der gewöhnlichen Feldordnung und der Déri'schen fast gleich.

Was die Verluste und die Erwärmung anbelangt, so scheint es, als ob die Verluste grösser und die Abkühlung ungünstiger wären als bei einer Maschine mit gewöhnlichem Felde.

Hinsichtlich der Herstellungskosten des Feldes ist zu bemerken, dass das kontinuierliche Feld mehr Kupfer und weniger Eisen erfordert, dagegen ist die Herstellung der Wicklung theurer; denn eine Déri'sche Maschine hat so zu sagen drei Ankerwicklungen. Die zwei Feldwicklungen führen nämlich ganz verschiedene Ströme. Die Nebenschlusswicklung wird gewöhnlich eine Reihenwicklung ( $a=1$ ) sein, während die Kompensationswicklung als Reihenparallelwicklung oder als Schleifenwicklung auszuführen ist. Also können die Wicklungen nicht in einander geschoben, sondern sie müssen getrennt über einander angeordnet werden, wodurch sehr tiefe Nuten entstehen, viel Isolirmaterial verbraucht wird und Reparaturen sehr erschwert werden.

Es ist also eine Frage, ob eine Maschine mit der Déri'schen Felderregung billiger wird als eine gewöhnliche. Dieselbe hat aber den Vorzug einer genauen Kompensation. Wird das kommutirende Feld  $OM$  gleich  $e_M$  gemacht, so wird die Kommutation zum Theil unabhängig von der Länge des Ankers, jedoch nicht vollständig, wie in dem oben erwähnten Vortrag von Leblanc behauptet wird;

denn die EMK der scheinbaren Selbstinduktion  $e_s$  darf eine gewisse Grenze, die in der Nähe von 1 Volt liegt, nicht überschreiten. Die Feldanordnung von Déri eignet sich daher für lange Armaturen, wie solche z. B. bei Dampfturbinen-Dynamos vorkommen.

### 105. Einfluss der Sehnenwicklungen auf die Kommutation und die Armaturrückwirkung.

Zu den Trommelwicklungen mit verkürztem Schritte zählt die auf Seite 120 beschriebene und in Figur 87 dargestellte Sehnenwicklung. In Figur 319 ist eine solche Wicklung, deren Spulen-

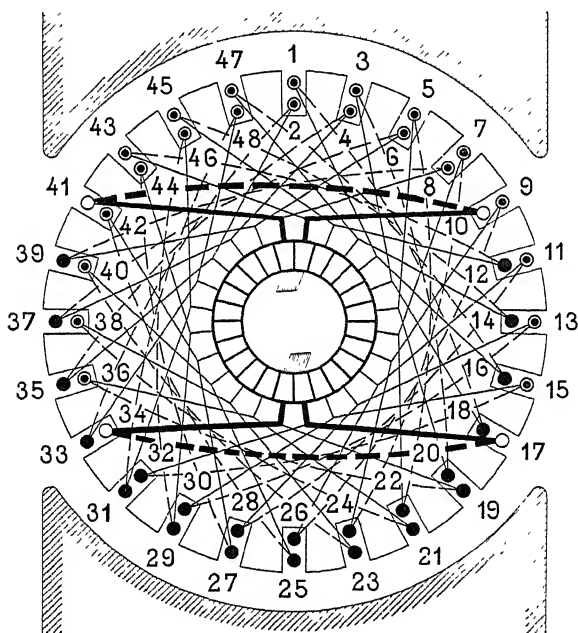


Fig. 319.

seiten in zwei Ebenen liegen und in Nuten untergebracht sind, aufgezeichnet. Die Spulenweite ist so gewählt, dass, wenn die eine Seite der Spule in den Bereich der einen Polecke gelangt, die andere Seite der Spule die andere Ecke des Poles verlässt.

Die Eigenart dieser Wicklung geht aus einem Vergleich der Figuren 320 und 321 noch deutlicher hervor. In Figur 320 ist die Spule längs eines Durchmessers, in Figur 321 längs

einer Sehne gewickelt. Bei unbelasteter Maschine hat die kurzgeschlossene Spule die Lage  $D_1 D_2$  bzw.  $S_1 S_2$ ; bei Belastung ist eine Drehung  $\beta_D$  bzw.  $\beta_S$  der Bürsten erforderlich, um die Spule

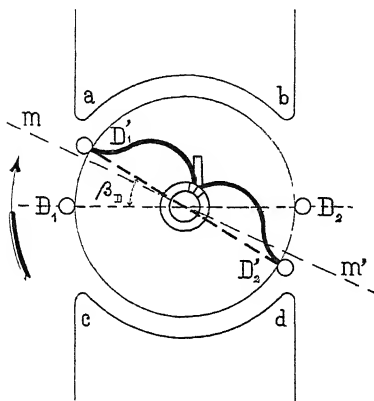


Fig. 320. Durchmesserwicklung.

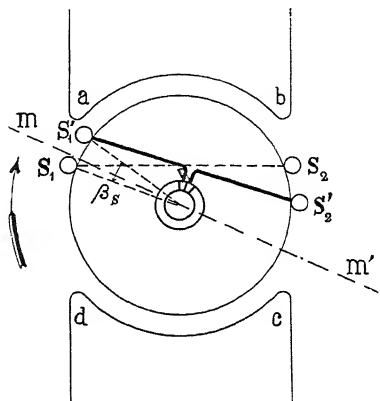


Fig. 321. Sehnwicklung.

in das kommutierende Feld zu bringen. Die Bürstenverstellung ist, wie aus den Figuren ersichtlich, bei der Sehnwicklung kleiner. Befindet sich aber die Seite  $S_2'$  der Spule nicht ausserhalb des Streufeldes der Polecke  $b$ , so ist die kommutierende EMK nur<sup>1)</sup>

$$S_1' - S_2'$$

proportional, und es muss unter sonst gleichen Verhältnissen die Feldstärke oder die EMK

$$S_1' = D_1' + D_2' + S_2' = e_k + S_2' \text{ sein.}$$

Die Leiter, welche zwischen den kurzgeschlossenen Spulen (10—41 und 17—34, Fig. 319) liegen und ein Stromband senkrecht zu  $NS$  bilden, werden abwechselnd in entgegengesetzter Richtung vom Strome durchflossen und üben daher keine entmagnetisierende Rückwirkung aus; die Quermagnetisierung unter den Polen bleibt jedoch dieselbe. Da die Verstellung der Bürsten ausserdem klein ist, so wird die totale entmagnetisierende Wirkung klein bleiben.

Eine kleine Bürstenverschiebung und eine geringe entmagnetisierende Wirkung lässt sich bei der Durchmesserwicklung zwar einfach dadurch erreichen, dass der Polbogen gross gemacht wird.

<sup>1)</sup> Die Buchstaben sollen zugleich auch die in den betreffenden Drähten inducirten EMKe bezeichnen.



Damit ist jedoch der Nachtheil einer vergrößerten Quermagnetisierung verbunden.

Diese Eigenthümlichkeit der Sehnenwicklung lässt sich auf mehrpolige Wicklungen und die verschiedenen Schaltungen übertragen, indem wir den Wicklungsschritt verkürzen. In allen Fällen hebt sich die Rückwirkung derjenigen Armaturleiter, welche zwischen den kurzgeschlossenen Leitern und zwei ungleichnamigen Polecken liegen, gegenseitig auf.

Die Ankerwicklung von S. G. Brown, Engl. Patent No. 21972 vom 3. Oktober 1896, welche sowohl für Ring als auch Trommel ausgeführt werden kann, ermöglicht im Vergleich zu den gewöhnlichen Wicklungen (Fig. 195) eine negative Verstellung der Bürsten. Wir legen der Betrachtung einen Generator Fig. 322 zu Grunde (für einen Motor ist die Drehrichtung umgekehrt), dessen

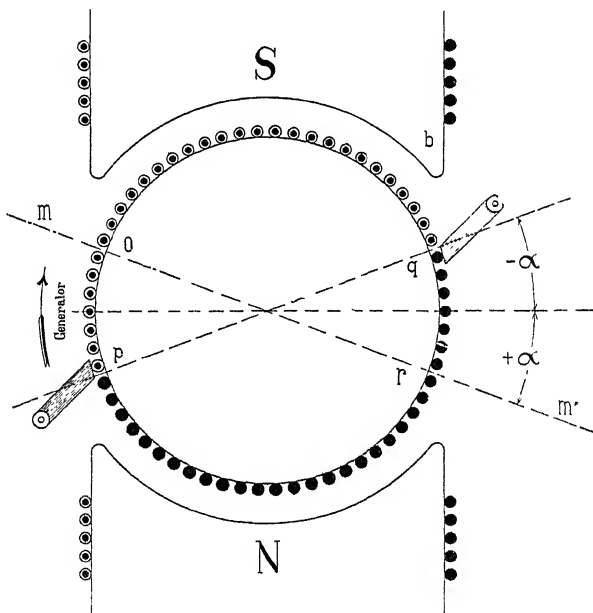


Fig. 322. Negative Verstellung der Bürsten.

neutrale Zone bei normaler Belastung um den Winkel  $(+\alpha)$  in der Drehrichtung verschoben ist.

Verdrehen wir nun die Bürsten um den Winkel  $(-\alpha)$  aus der neutralen Zone der unbelasteten Maschine, so wird der Strom in den Drähten zwischen  $op$  und  $qr$  in einer Richtung fließen, welche der in Figur 196 entgegengesetzt ist. Im letzteren Falle wirken

die Drähte entmagnetisirend auf die Feldmagnete, jetzt ist es umgekehrt. Das Strombad  $opqr$  der Armatur unterstützt jetzt die Magnetisirung der Feldmagnete, aber in den zwischen  $op$  und  $qr$  liegenden Drähten wird eine EMK inducirt, welche der Stromrichtung entgegenwirkt, wir erhalten daher in diesen Drähten eine Gegen-EMK.

Mit einer gewöhnlichen Wicklung würde es unmöglich sein, bei negativer Bürstenverstellung eine funkenfreie Stromabnahme zu erhalten.

Um bei dieser Bürstenstellung die erforderliche kommutirende EMK zu erhalten, verwendete Brown eine kombinierte Durchmesser- und Sehnenvicklung, wie Figur 323 veranschaulicht. Ein Theil der Drähte einer Spulenseite wird nach vorwärts oder rückwärts verlegt, je nachdem die Maschine als Generator oder als Motor

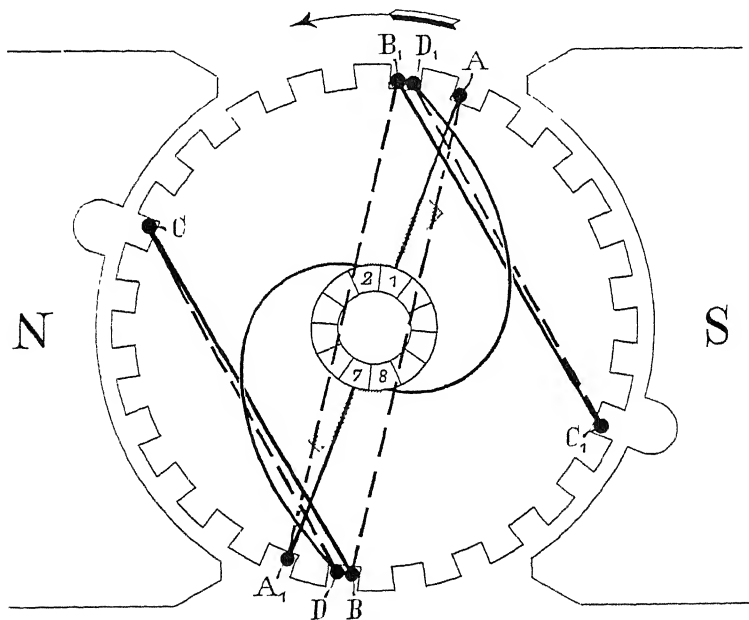


Fig. 323. Wicklung von Brown für eine Drehrichtung.

arbeiten soll. Diese vorwärts oder rückwärts liegenden Drähte gelangen, schon bei negativer Verstellung der Bürsten, unter die vorwärts oder rückwärts liegende Polecke, so dass in denselben eine EMK inducirt wird, welche ausreicht, den Strom der ganzen kurzgeschlossenen Spule zu kommutiren.

Bei einer Armatur mit dieser Wicklung können bei einem Gene-

rator die Bürsten rückwärts und bei einem Motor nach vorwärts aus der neutralen Zone verstellt werden. Die entmagnetisierende Wirkung der Armatur wird dadurch vermindert. Sie kann sogar in eine magnetisierende Wirkung verwandelt werden, so dass die Armatur das Magnetfeld verstärkt und eine Compoundirung der Maschine erreicht wird.

In Figur 323 besitzt die Armatur 12 Lamellen und 12 Spulen, von denen nur zwei gezeichnet sind. Die Windungen verfolgen den Lauf

$$\begin{aligned} 1 &— A — B — C — D — 2 \\ 7 &— A_1 — B_1 — C_1 — D_1 — 8. \end{aligned}$$

Jede Spule besteht aus zwei Windungen. Sind mehr Windungen vorhanden, so werden dieselben in passender Weise in die beiden Theile  $A$  und  $C$  getrennt, sind z. B. vier Windungen pro Spule vorhanden, so können drei derselben längs  $AB$  und die vierte längs der Sehne  $BC$  gewickelt werden. Der Winkel  $ABC$  muss sich nach dem Verhältniss der Zahl der Windungen in  $A$  und  $C$  der Weite der Pollücke und der gewünschten Compoundirung richten.

Der Winkel  $ABC$  kann auch grösser gewählt werden und für die kommutirenden Drähte  $C$  und  $C_1$ , welche dann unter die Pole zu liegen kommen, sind in den Polen Aussparungen anzubringen, so dass die kummutirende EMK einen passenden Werth erhält. Nach Angabe des Erfinders soll diese Anordnung eine konstante Bürstenstellung ermöglichen.

Soll die Armatur sich für Links- und Rechtsdrehung eignen, oder als Motor und Generator dienen können, so werden die Drähte einer Spulenseite in drei Theile getheilt, so dass jede Spule voraus liegende und rückwärts liegende Drähte besitzt. Diese Wicklungsart wird für zwei Spulen durch Figur 324 veranschaulicht. Die Spulen verfolgen den Lauf

$$\begin{aligned} 1 &— A — B — C — D — E — F — 2 \\ 7 &— A_1 — B_1 — C_1 — D_1 — E_1 — F_1 — 8, \end{aligned}$$

$CC_1$  sind die vorwärts und  $EE_1$  die rückwärts liegenden Drähte. In den Polen sind Aussparungen derart angeordnet, dass für Rechtsdrehung die Drähte  $EE_1$  und für Links-drehung die Drähte  $CC_1$  sich innerhalb der Aussparungen befinden und deren Wirkung so stark vermindert wird, dass im ersten Falle die Differenz der EMKe  $C—E$ ,  $C_1—E_1$ , und im zweiten Falle die Differenz  $E—C$ ,  $E—C_1$  die Kommutation veranlasst.

Die Resultate, welche S. G. Brown mit einer Maschine mit

Nutenanker in den Werkstätten von Crompton & Co., erhalten hat,<sup>1)</sup> sind in Fig. 325 graphisch dargestellt.

Die verwendete Maschine von 4,5 KW besass einen Nutenanker mit gewöhnlicher Durchmesserwicklung, und 44 Spulen von je drei Windungen oder 6 Drähten. Die Feldmagnete hatten Nebenschlusswicklung, und der Luftzwischenraum zwischen Pol und Ankereisen

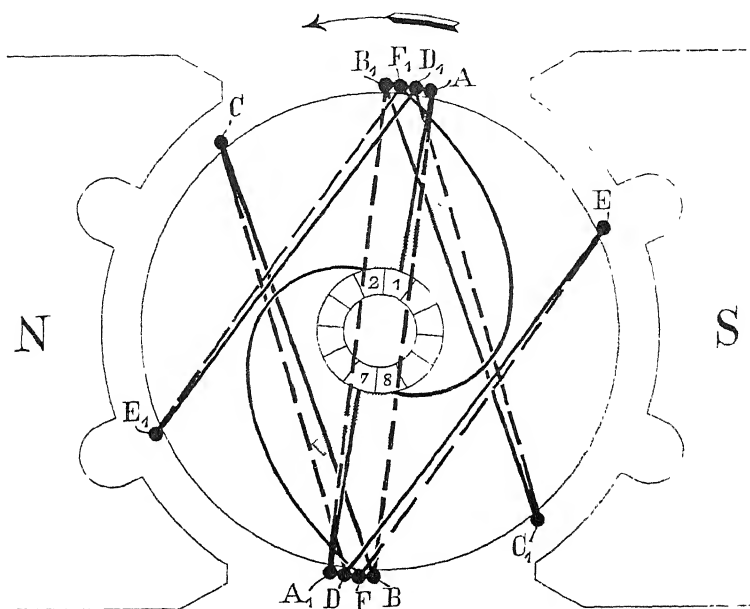


Fig. 324. Wicklung von Brown für beide Drehrichtungen.

betrug 0,25 cm. Als Generator mit 1140 Umdrehungen und konstanter Erregung ergab die Belastungsprobe die Kurve A. Der Spannungsabfall bei voller Belastung beträgt 20 Volt. Bei einer höheren Belastung fing die Maschine bald an zu feuern und verlor ihr Feld, wenn die Bürsten noch mehr vorwärts gestellt wurden; eine Ueberlastung war also nicht möglich.

Die Armatur wurde dann umgewickelt. Der Drahtquerschnitt blieb derselbe, aber der Anker erhielt nun 12 Spulen von je 6 Windungen oder 12 Drähten, von denen zwei nach dem Schema Fig. 323 soviel nach vorwärts verlegt wurden, dass die Entfernung etwas kleiner war als die Entfernung der Polecken.

<sup>1)</sup> Journal of the Proceedings of the Institution of Electrical Engineers. Part. 130. Vol. XXVI. (Discussion des Vortrages von W. M. Mordey „On Dynamos“).

Als Generator mit 1150 Umdrehungen und Kupfergazebürsten, deren Breite  $\frac{3}{4}$  einer Lamelle betrug, ergab sich die Kurve *D*. Der Spannungsabfall bei voller Belastung beträgt 10 Volt und eine geringe Ueberlastung war zulässig. Wurden die Bürsten auf  $\frac{7}{8}$  einer Lamelle verbreitert und die Tourenzahl auf 1200 erhöht, so ergab sich, wie Kurve *B* zeigt, eine genaue Compoundirung, die

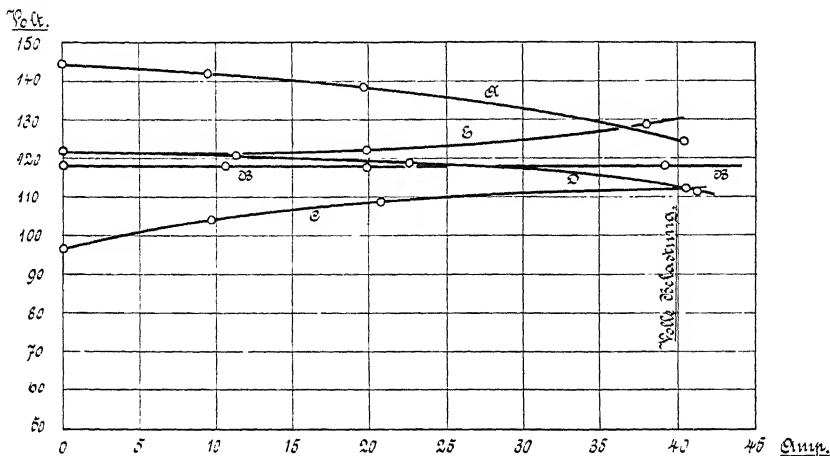


Fig. 325. Versuchsergebnisse einer Maschine mit der Wicklung von Brown.

Maschine arbeitete ohne Spannungsabfall und ohne Funkenbildung bis 80% Ueberlastung. Wurde die Bürstenbreite auf die Breite einer Lamelle erhöht, so ergab sich bei 1200 Umdrehungen die Kurve *C*, mit einer Uebercompoundirung von 14 Volt bei voller Belastung. Separat erregt, ergab sich die Kurve *E* mit 8 Volt Uebercompoundirung.

Als Motor in umgekehrter Richtung und mit Bürsten von  $\frac{7}{8}$  einer Lamellenbreite laufend, blieb die Tourenzahl bei konstanter Klemmenspannung für alle Belastungen konstant.

Auffallend ist bei diesen Versuchen der grosse Einfluss der Bürstenbreite, welche zunächst die Bürstenverstellung und daher die Armaturrückwirkung mehr beeinflusst als bei einer gewöhnlichen Wicklung.

Obgleich die Brown'sche Wicklung mit verkürztem Schritte günstige Eigenschaften in Bezug auf Entmagnetisirung besitzt, so ist sie doch nicht eingeführt worden. — Die Kommutaion ist bei dieser Wicklung schwieriger funkenfrei zu erhalten, als bei den gewöhnlichen Wicklungen, weil einzelne Spulenseiten der kurzgeschlossenen Spulen weiter unter die Polschuhe verschoben sind. Hierdurch wird der Einfluss der Aenderung des Querfeldes mit der Belastung

auf die kommutirende EMK erhöht, d. h.  $e_q$  wird grösser und die Selbstinduktion wächst ebenfalls, so dass bei dieser Wicklung  $e_M + e_q$  viel grösser wird als bei den gewöhnlichen Wicklungen. Hieraus folgt, dass zwischen Leerlauf und Vollast eine Bürstenverschiebung nöthig wird, damit die Bürsten nicht feuern; ferner ist die Einstellung derselben schwierig, weil die kurzgeschlossenen Spulen in einem steilen Felde liegen. Trotzdem ist es, wie oben gezeigt, Brown gelungen, Maschinen mit einer derartigen Wicklung zu bauen, die funkenfrei arbeiten.

Ferner besitzt ein Wicklungselement der Brown'schen Wicklung wenigstens 4 Spulenseiten, d. h.  $\frac{N}{K} \geq 4$ , während bei fast allen Maschine von 50 KW und darüber  $\frac{N}{K}$  gleich 2 gemacht werden muss, damit die Kommutation günstig verläuft. Ausserdem ist die Wicklung konstruktiv kompliziert und schwierig herzustellen.

Auch die gewöhnlichen Schnenwicklungen sind bei grösseren Umfangsgeschwindigkeiten des Ankers aus den Seite 121 erwähnten Gründen nicht zu empfehlen, obgleich sie eine kleinere Entmagnetisirung und einen kleineren Bürstenverstellungswinkel bewirken als die Durchmesserwicklungen.

## 106. Die Wicklung von Sayers.

Sayers<sup>1)</sup> hat das Problem der Erzeugung einer kommutirenden EMK in sehr sinnreicher Weise gelöst. Das Bestreben Sayers ging darauf aus, durch negative Bürstenverstellung die Armatur zum Theil selbsterregend zu machen, so dass die Klemmenspannung unabhängig von der Belastung konstant bleiben kann. Die erste Maschine, welche Sayers mit solcher Wicklung gebaut hat, war eine Maschine zum Ausgleich des Spannungsverlustes in der Fernleitung; dieselbe hatte überhaupt keine Feldwicklung.

Um den Strom bei negativer Bürstenverschiebung funkenfrei zu kommutiren, muss Sayers eine besondere Wicklung benutzen. Die kurzgeschlossenen Spulenseiten liegen nämlich in einem falschen Felde; Sayers führt deswegen die Verbindungsdrähte von der Wicklung zum Kollektor in der Weise durch das Feld, dass in dieser eine richtige kommutirende EMK inducirt wird.

In Fig. 326 ist das in der Papierebene ausgebreitete Schema einer Trommelwicklung aufgezeichnet. Die Verbindungen zum Kol-

<sup>1)</sup> D.R.P. No. 73119 vom 1. Mai 1892 und 78954 vom 31. Dec. 1893. Engl. Patent No. 16572 vom 28. Sept. 1891 und 10298 vom 24. Mai 1893. Journal of the Institution of Electrical Engineers 1893, No. 107.

lektor (z. B.  $ace$  und  $bdf$ ) werden, entgegengesetzt zu der Rotationsrichtung, umgebogen und in kurzer Entfernung von der Abzweigung parallel zu der gewöhnlichen Wicklung auf der Ober-

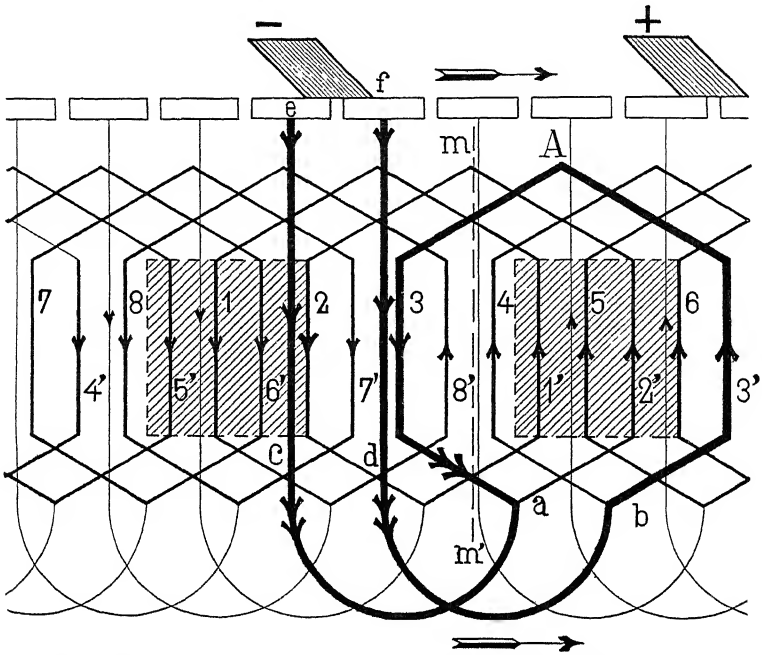


Fig. 326. Trommelwicklung nach Sayers für eine Drehrichtung.

fläche der Armatur geführt und erst jetzt an die Segmente ( $e$  und  $f$ ) angeschlossen. Die Theile  $ace$  und  $bdf$  nennt Sayers die Kommutationsstäbe der Wicklung.

Die neutrale Zone der belasteten Maschine soll bei  $mm'$  liegen und die Spule  $aAb$  sei kurz geschlossen. Der Kurzschlussstromkreis  $f\delta bAace$  enthält zwei Kommutationsstäbe. Der Stab  $ce$  bewegt sich in einem stärkern magnetischen Felde und in ihm wird eine grössere EMK inducirt als im Stabe  $df$ , während die kurzgeschlossene Spule sich der neutralen Zone am nächsten befindet und sich im schwächsten magnetischen Felde bewegt. Bezeichnen wir die in den Stäben  $c$ ,  $d$  und der Spule inducirten EMK mit  $E_c$ ,  $E_d$ ,  $E_a$  und deren Richtung mit Doppelpfeilen, so finden wir, dass die kommutirende EMK

$$= E_c - E_d - E_a$$

ist. Diese ist bestrebt, den Strom der Spule umzukehren und einen Strom in der Richtung  $aA$  zu erzeugen, so dass die Spule den

Kurzschluss ohne Funkenbildung verlassen wird, vorausgesetzt, dass die obige Differenz der EMKe genügend gross und die Zeit des Kurzschlusses genügend lang ist.

Die Kommutationsstäbe  $c$  und  $d$  gehören zu benachbarten Spulen und liegen daher am Umfange der Armatur nahe beieinander. Deshalb würde bei einer glatten Armatur mit grossem Luftzwischenraume zwischen Armatur- und Poleisen die Differenz  $E_c - E_d$  nur sehr klein sein. Sayers verwendet daher gezahnte Armaturen mit kleinem Luftzwischenraume zwischen Armatur- und Poleisen. In diesem Falle nimmt die Feldstärke beim Verlassen der Polecke, sofern diese nicht allzustark abgerundet ist, sehr rasch ab, und die Differenz  $E_c - E_d$  erreicht einen genügend grossen Werth.

Ein weiterer Vorzug der Sayers-Wicklung, welche dieselbe von allen andern unterscheidet, liegt darin, dass die rückliegende Polecke (Ecke  $b$ , Fig. 195) die kommutirende EMK inducirt. Da nun infolge der Quermagnetisirung die rückliegende Polecke mit zunehmender Stromstärke des Ankers verstärkt wird und anderseits eine grössere Ankerstromstärke eine grössere kommutirende EMK erfordert, so können die Verhältnisse so gewählt werden, dass die funkenfreie Bürstenstellung für alle Belastungen der Maschine dieselbe bleibt.

Der kleine Zwischenraum zwischen Pol- und Ankereisen einer Sayersdynamo ergibt eine verhältnissmässig grosse quermagnetisirende Wirkung des Ankers. Es liegt daher die Gefahr nahe, dass entweder die rückliegende Polecke oder die unter dieser Ecke liegenden Zähne der Armatur schon bei geringer Belastung der Maschine magnetisch gesättigt sind. Eine unveränderte Bürstenlage wäre in diesem Falle, da die kommutirende EMK konstant bliebe, nicht mehr möglich. Es hat sich daher die Nothwendigkeit ergeben, entweder die Pole senkrecht zur Richtung der Quermagnetisirung aufzuschlitzen, um so einen weiteren Luftraum in den quermagnetischen Stromkreis einzuschalten, oder den Polbogen excentrisch abzdrehen, um die Feldverzerrung zu verkleinern.

Der in der Fig. 326 dargestellten Wicklung haftet noch der Nachtheil an, dass die Armatur sich nur für eine einzige Drehrichtung eignet. Will man die Armatur für beide Drehrichtungen bauen, so kann das nach Sayers geschehen, indem wir die Kommutationsstäbe  $c$  und  $d$ , wie die Fig. 327 darstellt, auf der anderen Seite der Armatur nochmals umbiegen und derart längs der gewöhnlichen Wicklung führen, dass  $Aa$  die Symmetrielinie zu  $cd$  und  $c_1d_1$  wird, wir erhalten so eine Kommutationsspule. Bei Rechtsdrehung sind dann die Stäbe  $c$ ,  $d$  wirksam und die Stäbe  $c_1$ ,  $d_1$



befinden sich in der neutralen Zone oder in der Nähe derselben, bei Linksdrehung ist es umgekehrt.

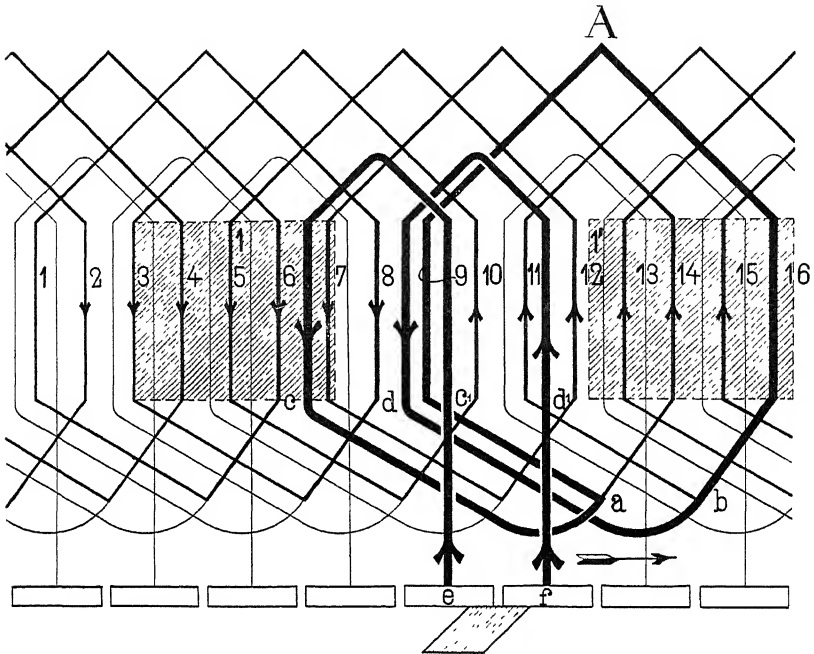


Fig. 327. Trommelwicklung nach Sayers für beide Drehrichtungen.

Um die Kommutationsstäbe wirksam zu machen, können Hilfspole angewandt werden, welche ebenfalls im D.R.P. 78954 beschrieben sind.

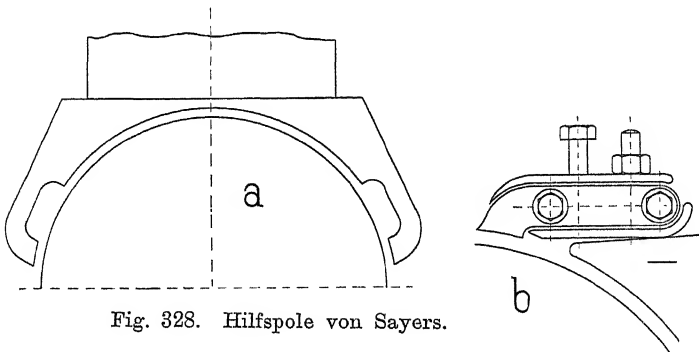


Fig. 328. Hilfspole von Sayers.

Die Polecken erhalten zu dem Zwecke, wie in Fig. 328a dargestellt ist, einen Ansatz, der als Hilfspol dient, oder es werden

besondere lamellierte Hilfspole<sup>1)</sup> aufgeschraubt, wie Fig. 328 b zeigt, so dass die kommutierende Feldstärke, durch eine Verstellung dieser Pole, verändert werden kann.

Die Lücke zwischen Polecke und Hilfspol muss grösser sein als die Weite einer Kommutationsspule  $dd_1$  oder  $cc_1$  in Fig. 327, da sonst die EMK der Seite  $d_1$  bez.  $c_1$  der kommutierenden EMK entgegen wirkt.

In Fig. 329 und 330 ist die Ausführungsform der Sayers'schen Wicklung, wie sie von der Allmänna Svenska Elektriska Aktiebolaget, Vesterås, angewendet wird, dargestellt. Die Kommutationsspulen sind im entgegengesetzten Sinne symmetrisch zur Hauptwicklung um die Armatur gewunden, umfassen somit eben-

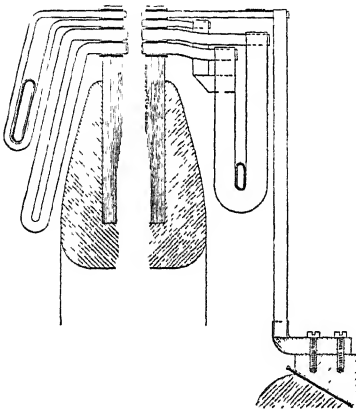


Fig. 329.

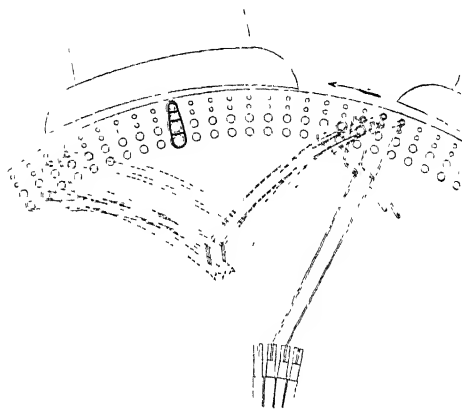


Fig. 330.

Trommelwicklung nach Sayers.

falls ungefähr die Poldistanz. Die Polschuhe sind excentrisch abgedreht und geben bei Volllast nahezu ein homogenes Gesamtfeld. Das Anwachsen des kommutierenden Feldes mit Zunahme der Belastung ist ungefähr proportional derselben. Die Maschinen sollen sehr gut ohne Funken arbeiten; die Bürstenstellung ist von  $\frac{1}{10}$  bis Volllast konstant; die Spannung bleibt konstant für alle Belastungen. Die gezeichnete Wicklung ist diejenige einer 170 KW-Maschine, 100 Volt, 1700 Ampère bei 235 Touren; ferner ist  $p=4$ ,  $a=4$ ,  $N=288$ ,  $K=144$ ,  $y_1=35$ ,  $y_2=37$  und das Verhältniss  $a=\frac{b}{\tau}=0,72$ .

Die besonderen Eigenschaften der Sayers-Wicklung lassen sich kurz wie folgt zusammenfassen: Die entmagnetisierenden Windungen

<sup>1)</sup> Engl. P. 27209 vom J. 1896 und Engl. P. 5177 vom J. 1898. D.B.P. No. 109722.

einer gewöhnlichen Armatur sind in magnetisirende Windungen verwandelt. Dieser Umstand und der kleine Luftraum zwischen Pol- und Ankereisen ermöglichen einen geringeren Aufwand an Kupfer für die Feldmagnete. Der maximalen Belastung der Maschine wird nur durch die zulässige Erwärmung der Armatur eine Grenze gesetzt. Die Bürstenstellung kann für alle Belastungen konstant gehalten werden. Endlich ergibt die Magnetisirung des Feldes durch die Ampèrewindungen der Armatur, welche mit der Stromstärke wächst, eine Compoundirung der Maschine, d. h. es kann bei konstanter Felderregung eine nahezu konstante Klemmenspannung erhalten werden.

Was die Kommutation anbetrifft, so wird durch die Kommutationsstäbe die Selbstinduktion einer kurzgeschlossenen Spule zwar erhöht, aber wenn der Strom in einem Kommutationsstab steigt, so sinkt er in dem zweiten; hieraus folgt, dass die EMKe der Selbstinduktion der Kommutationsstäbe sich zum Theil aufheben. Ferner besitzt die Sayers'sche Wicklung den Vortheil, dass die kommutirende EMK einer kurzgeschlossenen Spule mit der Zunahme der Belastung steigt, statt wie bei den gewöhnlichen Maschinen abzunehmen;  $e_q$  ist also bei dieser Wicklung negativ, und wenn die Verhältnisse richtig gewählt sind, so kann  $e_M + e_q$  praktisch gleich Null gesetzt werden, und die Kommutation wird funkenfrei verlaufen. Nur in dem Falle wird die Kommutirung sich nicht so günstig gestalten, wenn mehr als zwei Kommutirungsstäbe in einer Nut angebracht werden.

Die richtige Vorausberechnung und die praktische Ausführung der Wicklung bietet Schwierigkeiten; ferner können Armaturen mit gewöhnlichen Wicklungen ebenso leistungsfähig gebaut werden, als solche mit Sayers-Wicklung, wenn dieselben und die Polschuhe richtig dimensionirt werden. Deswegen hat die Sayers'sche Wicklung bei dem heutigen Stande des Gleichstromdynamobaus ihre Berechtigung zur Ausführung grösstentheils verloren.

---

## Zweiundzwanzigstes Kapitel.

### Die charakteristischen Kurven der Gleichstrommaschinen.

107. Fremderregte Maschine. — 108. Hauptschlussmaschine. — 109. Nebenschlussmaschine. — 110. Compoundmaschine. — 111. Nebenschlussmotor. — 112. Hauptschlussmotor und Compoundmotor.

#### 107. Die charakteristischen Kurven der fremderregten Maschine.

a) Die Leerlaufcharakteristik. Wir nehmen an, die Maschine sei unbelastet; dann ist die Klemmenspannung  $E_k$  gleich der im Anker inducirten EMK  $E_a$ . Nach Seite 44 ist

$$E_a = \Phi \cdot N \cdot \frac{p}{a} \cdot \frac{n}{60} \cdot 10^{-8}.$$

Bei einer Maschine sind nun  $N$ ,  $p$  und  $a$  konstante Grössen, somit ist

$$E_a = C_1 \cdot n \cdot \Phi.$$

Der Kraftfluss  $\Phi$  pro Pol ist abhängig von den Ampèrewindungen  $i_n w_n$ , wo  $w_n$ , die Windungszahl der Erregungsspulen, für eine ausgeführte Maschine unveränderlich ist. Wenn wir noch annehmen, dass die Tourenzahl der Maschine konstant ist, so erhalten wir

$$E_a = C \cdot f(i_n).$$

Als Leerlaufcharakteristik einer Maschine bezeichnet man nun diejenige Kurve, welche bei konstanter Tourenzahl und der Belastung Null, die im Anker inducirte EMK  $E_a$  in Abhängigkeit vom Erregerstrom darstellt. Die Leerlaufcharakteristik ist mit der Magnetisirungskurve identisch, wenn die Bürsten in der neutralen Zone stehen und die Wicklung mit unverkürztem Schritte ausge-

führt ist. In Fig. 331 ist eine solche Kurve (I) dargestellt. Fig. 332 ist das Schaltungsschema für die experimentelle Aufnahme derselben. Die Kurve beginnt nicht im Nullpunkt, sondern etwas

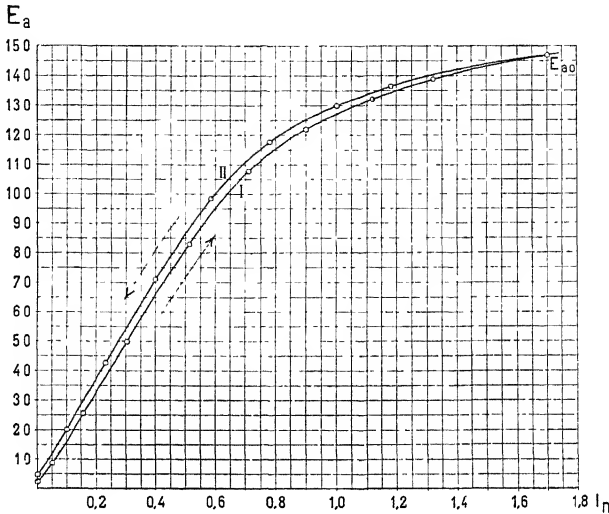


Fig. 331. Leerlaufcharakteristik.

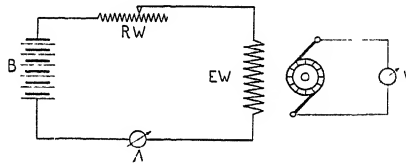


Fig. 332.

höher, d. h. es wird im Anker schon eine EMK inducirt, wenn der Erregerstrom  $i_n$  noch gleich Null ist. Dies rührt vom sog. remanenten Magnetismus, d. h. von Magnetismus her, der im Eisen von einer früheren Magnetisirung zurückgeblieben ist. Wenn wir nun langsam erregen, so nimmt  $E_a$  anfangs ungefähr geradlinig zu. Die Neigung dieses Theiles der Leerlaufcharakteristik ist abhängig vom Luftzwischenraum. Je kleiner derselbe ist, desto steiler steigt sie an. Sobald das Eisen mit zunehmendem  $i_n$  anfängt sich zu sättigen, biegt die Kurve ab, was um so rascher geschieht, je kleiner der Luftzwischenraum ist. Wenn das Eisen ziemlich gesättigt ist, so nimmt  $E_a$  nur noch langsam zu. Geht man vom Maximalwerth der Erregung wieder langsam auf Null zurück, so erhalten wir jetzt für  $E_a$  eine Kurve (II), die höher liegt als die vorhin beschriebene

Leerlaufcharakteristik. Diese Erscheinung ist auf den remanenten Magnetismus des Eisens zurückzuführen. Bei konstanter Erregung ändert sich die inducirte EMK  $E_a$  proportional mit der Tourenzahl. Bleibt die Tourenzahl während der Aufnahme der Leerlaufcharakteristik nicht konstant, so muss das abgelesene  $E_a'$  auf die der Untersuchung zu Grunde gelegte konstante Tourenzahl umgerechnet werden. Ist  $n'$  die Tourenzahl, bei welcher  $E_a'$  abgelesen wurde, so wird die umgerechnete EMK  $E_a$

$$E_a = E_a' \cdot \frac{n}{n'}.$$

b) Die Belastungscharakteristik. Wenn wir nun den Anker mit einem konstanten Strom belasten, so wird die Klemmenspannung  $E_k$  nicht mehr gleich der im Anker inducirten EMK  $E_a$  sein, sondern sie wird sinken und zwar aus folgenden Gründen:

1. wegen dem Ohm'schen Spannungsverlust im Anker und an den Bürsten,
2. wegen der Ankerrückwirkung des Ankerstroms.

Die Belastungscharakteristik stellt uns das Verhalten der Klemmenspannung  $E_k$  in Abhängigkeit von der Erregung dar, wenn der Anker mit einem konstanten Strome belastet und die Tourenzahl desselben konstant ist. In Fig. 333 sind zwei experimentell aufgenommene Belastungscharakteristiken für  $J = \frac{1}{2} J_{normal}$  (Kurve II) und für  $J = J_{normal}$  (Kurve III) aufgezeichnet. Ausser diesen beiden Kurven ist zum Vergleich die Leerlaufcharakteristik (Kurve I) noch beigelegt. Fig. 334 ist das Schaltungsschema, das bei der Aufnahme der Belastungscharakteristik benutzt wurde, angegeben.

Bezeichnet  $R_a$  den Ankerwiderstand,  $\frac{2}{a} R_u$  den Uebergangswiderstand an den Bürsten, so ist die im Anker inducirte EMK  $E_a$

$$E_a = E_k + J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right).$$

Da nun  $J$  konstant ist, so muss auch der Ohm'sche Spannungsabfall  $J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$  konstant sein. Wir erhalten somit die  $E_a$ -Kurve in Abhängigkeit von  $i_n$ , wenn wir zu den Ordinaten der Belastungscharakteristik den konstanten Werth  $J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$  addiren. Die so entstandene Kurve liegt zwischen der Leerlaufcharakteristik der Belastungscharakteristik (siehe Fig. 335).

Ziehen wir eine Parallele zur Ordinatenaxe, so bedeutet  $P_1 P_2$  den gesammten Spannungsabfall, der eintritt, wenn wir die Maschine allmählich mit einem Strome von  $J$  Ampère belasten. Dieser Spannungsabfall zerfällt in zwei Theile,  $P_2 P_3$  und  $P_3 P_1$ , wo  $P_2 P_3$

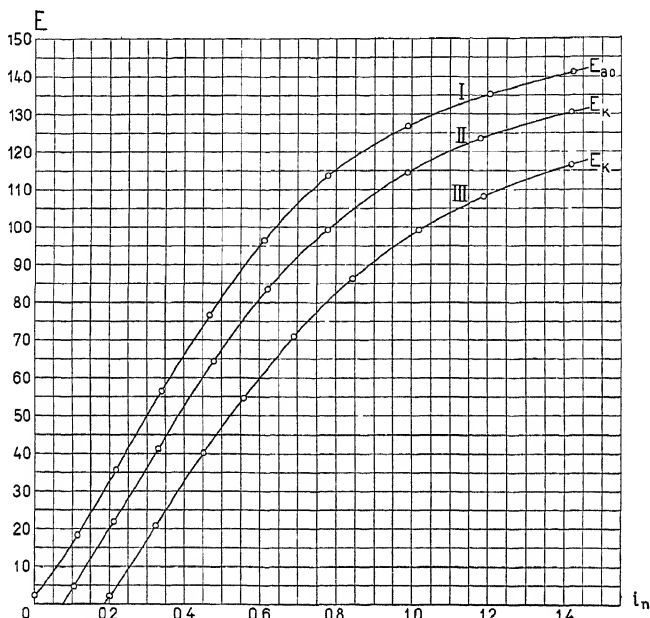


Fig. 333. Leerlaufcharakteristik (I) und Belastungscharakteristiken (II u. III) einer fremderregten Maschine.

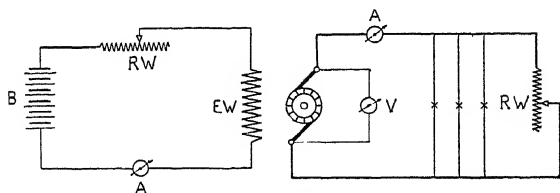


Fig. 334.

den Ohm'schen Spannungsverlust im Anker und an den Bürsten und  $P_3 P_1$  den Spannungsabfall herrührend von der Ankerrückwirkung darstellt.  $P_1 P_4$  sind die nothwendigen Ampèrewindungen, um den gesammten Spannungsabfall  $P_1 P_2$  aufzuheben.

Die Belastungscharakteristik ( $E_k$ -Kurve) liegt um so tiefer, je grösser der konstante Belastungsstrom  $J$  ist und je mehr die Bürsten aus der neutralen Belastungszone verschoben sind. Werden die Klemmen der Maschine kurzgeschlossen, so muss, damit der Strom

$J$  bestehen kann, im Anker eine EMK inducirt werden, die gleich dem Spannungsabfall

$$J\left(R_a + \frac{2}{a} R_u\right) = ab = cd.$$

Dieser EMK entsprechen die Feldampèrewindungen  $od$ . Ausserdem muss noch die Ankerrückwirkung kompensirt werden, indem man die Feldampèrewindungen um den Betrag  $cb = da = AW_r$  erhöht. Sehen wir von der Aenderung des Ankerwiderstandes durch

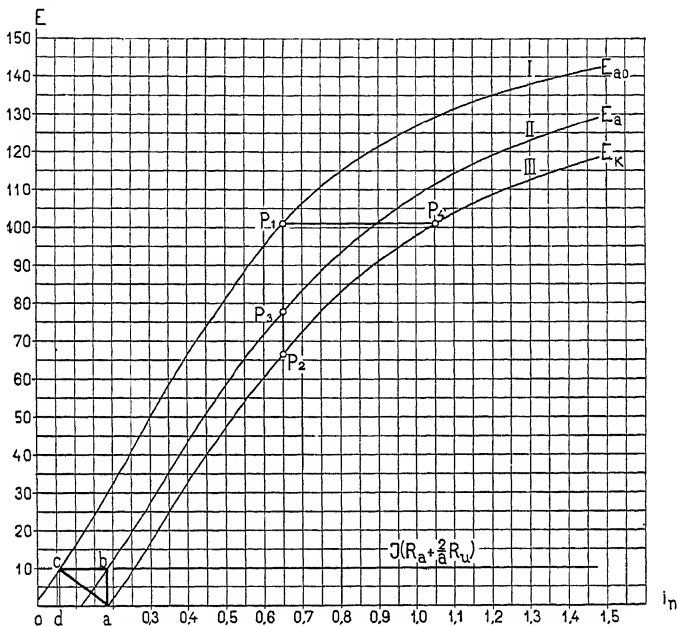


Fig. 335. Leerlaufcharakteristik (I) und Belastungscharakteristiken (II u. III) einer fremderregten Maschine.

die Temperaturerhöhung ab, so bleibt  $ab$  konstant, dagegen  $cb$  nicht. Die Ankerreaktion setzt sich zusammen aus den entmagnetisirenden und quermagnetisirenden Ampèrewindungen. Die erstern sind bei konstantem Belastungsstrom  $J$  nur von der Bürstenstellung abhängig. Ist dieselbe unveränderlich, so bleiben die Ampèrewindungen  $AW_e$ , welche die entmagnetisirenden Wirkungen aufheben, konstant.  $AW_q$ , die nothwendigen Ampèrewindungen, welche die Quermagnetisirung kompensiren sollen, sind für den geradlinigen Theil der Leerlaufscharakteristik, d. h. für eine konstante Permeabilität des Eisens, gleich Null; sobald aber das Eisen anfängt sich zu sättigen, so nimmt  $AW_q$  ziemlich rasch zu.  $AW_r = AW_e + AW_q$  bleibt somit nicht konstant, sondern nimmt mit der Sättigung zu.



Für uns ist es von grossem Interesse, den Verlauf des obern Theiles der Belastungscharakteristik zu kennen. Dieses Stück können wir angenähert auf einfache Weise konstruiren. Wir bestimmen  $\Delta W_r$  (siehe Seite 271), berechnen den Ohm'schen Spannungsabfall und bilden das Dreieck  $cba$  (Fig. 335), wo  $cb = \Delta W_r$ ,  $ba = J \cdot \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$  ist.

Wir verschieben nun das Dreieck  $cba$  so parallel zu sich selbst, dass der Punkt  $c$  sich auf der Leerlaufcharakteristik bewegt; dann beschreibt der Punkt  $a$  die gesuchte Belastungscharakteristik. Dieselbe stimmt mit der wirklichen jedoch nicht genau überein, weil  $\Delta W_r$  nicht konstant bleibt. Bei ungesättigtem Eisen bekommen wir zu kleine Werthe und bei hohen Sättigungen des Eisens etwas zu grosse Werthe von  $E_k$ .

c) Die äussere Charakteristik. Wir halten die Tourenzahl  $n$  und den Erregerstrom  $i_n$  konstant. Wenn wir nun die Maschine allmählich belasten, so wird die Klemmenspannung sinken infolge des zunehmenden Spannungsabfalls und der grösser werden den Ankerrückwirkung. Die Kurve, welche uns bei konstanter Erregung und konstanter Tourenzahl die Abhängigkeit der Klemmenspannung  $E_k$  vom Belastungsstrom darstellt, bezeichnet man als äussere Charakteristik. In Fig. 336 ist eine solche Kurve aufgezeichnet. Der gesammte Spannungsabfall nimmt nicht proportional

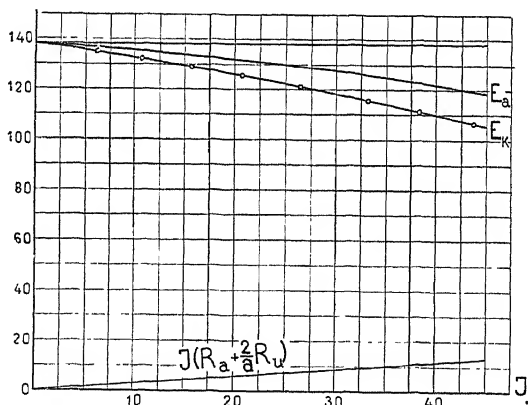


Fig. 336. Aeussere Charakteristik einer fremderregten Maschine.

mit  $J$  zu, sondern rascher, d. h. die Kurve kehrt ihre konkave Seite gegen die Abscissenaxe. Die Gerade durch 0 stellt den Ohm'schen Spannungsverlust im Anker und an den Bürsten in Abhängigkeit von  $J$  dar. Wenn man diese Werthe zu den entsprechenden Ordinaten der Belastungscharakteristik addirt, so bekommt man die

$E_a$ -Kurve, d. h. die im Anker inducirte EMK  $E_a$  in Abhängigkeit vom Belastungsstrom  $J$ . Die Ordinatendifferenz zwischen der Leerlaufcharakteristik und der  $E_a$ -Kurve giebt uns den Spannungsabfall verursacht durch die Ankerrückwirkung. Mit Hilfe der Leerlaufcharakteristik kann man die äussere Charakteristik für eine gegebene Erregung, z. B.  $i_{n1}$  angenähert konstruiren. Wir tragen  $OP = i_{n1}$  ab (siehe Fig. 337) und ziehen durch  $P$  eine Parallele zur Ordinatenaxe. Nun berechnen wir für einen bestimmten Strom  $J_1$  das zugehörige  $AW_r$  (siehe Seite 271), ferner den Ohm'schen Spannungsabfall und bilden das  $\triangle P_4 P_3 P_2$ , wo

$$P_4 P_3 = AW_r, P_3 P_2 = J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right) \text{ ist.}$$

$PP_2$  ist dann die dem Strom  $J_1$  entsprechende Klemmenspannung  $E_{k1}$ . Indem wir  $PP_2$  als Funktion von  $J_1$  links von der Ordinatenaxe abtragen erhalten wir einen Punkt  $Q$  der äusseren Charakteristik. Um diese Konstruktion für weitere Punkte möglichst einfach zu ge-

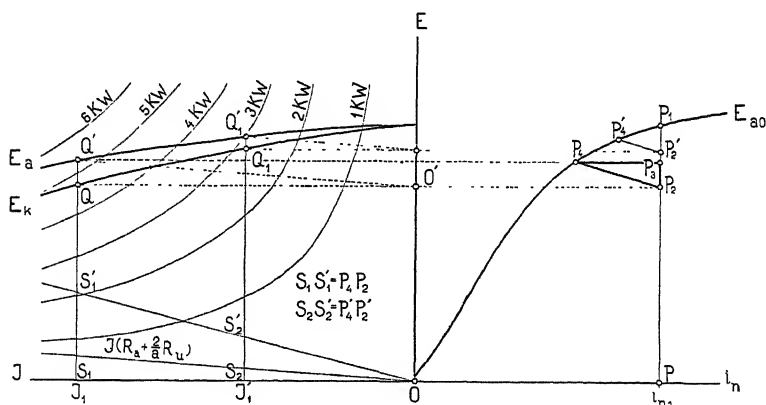


Fig. 337. Konstruktion der äusseren Charakteristik-Leistungskurven.

stalten, nehmen wir an, dass sich  $AW_r$  ebenso wie der Ohm'sche Spannungsabfall proportional mit dem Belastungsstrom ändere. Dies ist nicht ganz richtig, aber für die Werthe oberhalb des Knies der Leerlaufcharakteristik erhält man unter dieser Annahme Kurven, die mit den experimentell ermittelten äussern Charakteristiken gut übereinstimmen. Da die Aenderung von  $P_4 P_3$  und  $P_3 P_2$  proportional mit dem Belastungsstrom  $J$  vor sich geht, so variirt auch  $P_2 P_4$  proportional mit  $J$ , infolgedessen verschiebt sich beim Verändern des Belastungsstromes die Gerade  $P_2 P_4$  parallel zu sich selbst.

Wir erhalten nun einen weiteren Punkt der äusseren Charakteristik, indem wir auf der Leerlaufcharakteristik einen beliebigen Punkt, z. B.  $P_4'$ , annehmen, durch ihn eine Parallele zu  $P_4P_2$  ziehen und dieselbe zum Schnitt mit der Geraden  $P_1P$  bringen. Wegen der Proportionalität von  $P_4'P_2'$  mit dem Belastungsstrom  $J$  können wir denselben für  $P_4'P_2'$  rechnerisch oder graphisch leicht bestimmen; derselbe sei  $J_1'$ .  $PP_2'$  stellt uns die Klemmenspannung dar, welche dem Belastungsstrom  $J_1'$  entspricht.

Wir tragen nun links von der Ordinatenaxe  $E$  die Klemmenspannung als Funktion von  $J_1'$  ab und erhalten so den Punkt  $Q_1$  der äusseren Charakteristik. Durch paralleles Verschieben der Geraden  $P_4'P_2'$  können wir auf diese Weise beliebig viele Punkte der äusseren Charakteristik bestimmen. Wenn man durch den Punkt  $O'$  eine Parallele zur Geraden, deren Ordinaten  $= J(R_a + \frac{2}{a}R_u)$  sind, zieht, und diese mit  $SQ$  zum Schnitte bringt, so bekommen wir den Punkt  $Q'$  der  $E_a$ -Kurve.

d) Die Leistungskurven. Aus der äusseren Charakteristik kann die Leistung in Kilowatt, welche die Maschine an den äusseren Stromkreis abgibt, leicht berechnet werden. Bekanntlich ist die von der Maschine nach aussen abgegebene Leistung  $L_n$  in Kilowatt

$$L_n = \frac{E_k \cdot J}{1000}.$$

Um ein Bild zu bekommen, wie sich  $L_n$  ändert, wenn die Maschine immer mehr belastet wird, bedient man sich der sogenannten Leistungskurven. Dieselben stellen die Abhängigkeit von  $E_k$  vom Belastungsstrom  $J$  dar, wenn die Leistung  $L_n$  konstant bleibt. Diese Kurven sind gleichseitige Hyperbeln. In Figur 337 sind solche für  $L_n = 1, 2, 3, 4, 5$  und  $6$  Kw. eingezeichnet. Die Schnittpunkte der Leistungskurven mit der  $E_a$ -Kurve geben uns die gesamte elektrische Energie  $\frac{E_a J}{1000}$  in Kilowatt an, welche im ganzen Ankerkreise verbraucht wird.

e) Das elektrische Güteverhältniss. Das Verhältniss des nach aussen abgegebenen Effektes  $L_n$  zu der Summe von  $L_n$  und den Stromwärmeverlusten im Kupfer wird als elektrisches Güteverhältniss  $\eta_e$  bezeichnet; es ist

$$\begin{aligned} \eta_e &= \frac{\text{Leistung}}{\text{Leistung} + \text{Verluste im Kupfer}} \\ &= \frac{L_n}{L_n + J^2(R_a + \frac{2}{a}R_u) + i_n^2 R_n} = \frac{L_n}{L} = \frac{E_k \cdot J}{E_a \cdot J + i_n^2 R_n}. \end{aligned}$$

f) Darstellung der elektrischen Grössen einer fremderregten Maschine als Funktion des Belastungswiderstandes. Verbindet man einen beliebigen Punkt  $P$  der äusseren Charakteristik mit dem Ursprung  $O$ , Figur 338, so stellt  $\tan a$  das Verhältniss  $\frac{E_k}{J} = R$  den Belastungswiderstand dar. Indem somit jeder

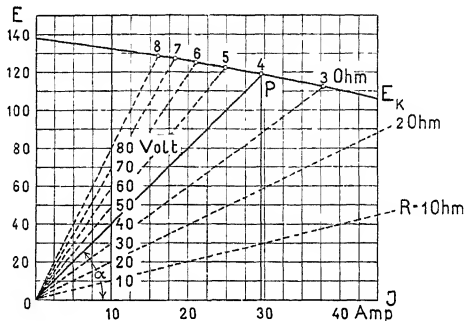


Fig. 338.

Strahl durch den Ursprung einem gewissen Belastungswiderstand entspricht, zieht man die Radien-Vektoren, die 1, 2, 3 . . . Ohm entsprechen, und sucht die Schnittpunkte derselben mit der äusseren Charakteristik auf. In dieser Weise erhält man die dem betreffenden Belastungswiderstand entsprechende Spannung und Stromstärke, wozu die Leistung  $L_n$  und das elektrische Güteverhältniss  $\eta_e$  sich berechnen lassen.

In Fig. 339 sind die Grössen  $E_a$ ,  $E_k$ ,  $J$ ,  $L_n$ ,  $L$  und  $\eta_e$  als Funktion des äusseren Widerstandes  $R$  aufgetragen. Der normale Belastungsstrom der Maschine, für welche diese Kurven aufgezeichnet sind, ist 32 Ampère; der entsprechende äussere Widerstand  $R$  hatte den Werth von 3,65 Ohm. Wenn wir denselben verkleinern, so steigt die Stromstärke rasch an;  $E_a$  und  $E_k$  nehmen ab. Die Leistungskurve  $L_n$  erreicht bei 1,3 Ohm und  $L$  bei 1,0 Ohm ihren maximalen Werth. Wird  $R$  noch kleiner, so fallen die Leistungskurven sehr steil ab. Für  $R=0$  ist  $J$  ein Maximum = 110 Ampère geworden,  $E_k$  und  $L_n$  sind Null geworden,  $E_a$  hat den Werth 31 Volt angenommen und  $L$  ist auf den Werth 3,4 KW gesunken.

Mit der Abnahme von  $R$  nimmt  $\eta_e$  anfangs zu, erreicht ungefähr bei Normallast seinen Maximalwerth und nimmt bei kleinem Belastungswiderstande  $R$  ab. Ist  $R=0$ , so ist  $\eta_e=0$  und  $L-L_n$  hat den maximalen Werth 3,4 KW erreicht. Die Energie  $L-L_n$  wird in der Ankerwicklung, in der Erregerwicklung an den Bürsten und am Kollektor in Wärme umgesetzt. Da  $L-L_n$  bei normaler

Belastung circa 0,3 KW ist und die Erwärmung der Maschine bei dieser Belastung nach längerem Betriebe schon ganz erheblich, aber immer noch unter der maximal zulässigen Erwärmung ist, d. h. ohne für die Isolation der Wicklung gefährlich zu werden, so muss die Maschine bei Kurzschluss der Klemmen ( $R=0$ ), wo

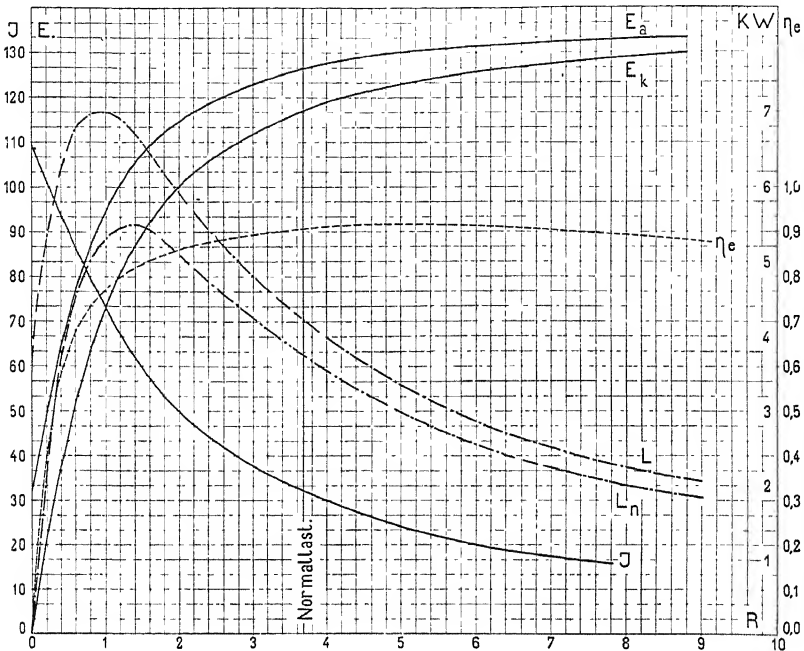


Fig. 839. Abhängigkeit der elektrischen Grössen einer fremderregten Maschine vom Belastungswiderstande.

$L - L_n = 3,4$  ist, sich in kürzester Zeit derart erwärmen, dass die Isolation der Ankerwicklung verbrennt, und unter Umständen das Kupfer der Ankerspulen theilweise zum Schmelzen gebracht wird. Eine fremderregte Maschine darf also nicht kurzgeschlossen werden, ohne dass man Gefahr läuft, die Wicklung der Maschine zu beschädigen. Der Arbeitsbereich dieser Maschine erstreckt sich von circa  $R=3$  Ohm an aufwärts. Ist  $R$  kleiner als 3 Ohm, so wird die Maschine bei längerem Betriebe ernstlich gefährdet.

## 108. Die charakteristischen Kurven der Hauptschlussmaschine.

a) Leerlaufcharakteristik. Die Leerlaufcharakteristik können wir nur aufnehmen, wenn wir die Maschine fremd erregen; denn der Anker muss stromlos sein. Die so erhaltene Kurve ist iden-

tisch mit der Leerlaufcharakteristik der fremderregten Maschine; es kann somit alles was auf Seite 424 u. 425 über dieselbe bemerkt wurde, ohne weiteres auf die Leerlaufcharakteristik der Hauptschlussmaschinen übertragen werden.

b) **Belastungscharakteristik.** Bei der Hauptschlussmaschine kann man Belastungscharakteristiken nur mit Fremderregung erhalten. In diesem Falle gilt das auf Seite 425 u. f. Gesagte auch hier.

c) **Äussere Charakteristik.** In dieser Kurve kommt nun das Charakteristische der Hauptschlussmaschine zum Ausdruck. Da der gesammte Ankerstrom zur Erregung der Feldmagnete verwendet

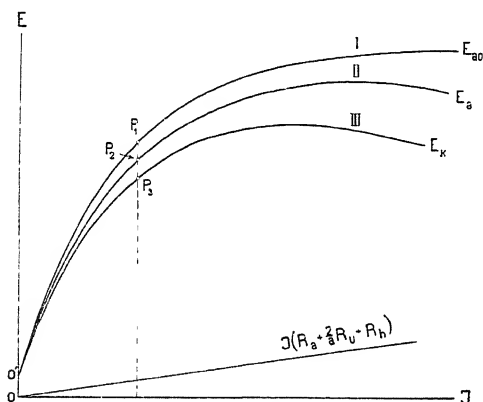


Fig. 340.

Charakteristiken einer Hauptschlussmaschine.

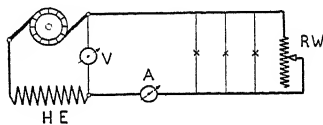


Fig. 341.

wird, so muss mit zunehmender Belastung der Maschine die im Anker inducierte EMK  $E_a$  und mit ihr die Klemmenspannung  $E_h$  zunehmen. In Fig. 340 ist die Leerlaufcharakteristik (I), die innere Charakteristik  $E_a = f(J)$  (II) und die äussere Charakteristik  $E_h = f(J)$  (III) dargestellt. Fig. 341 ist das Schaltungsschema bei der Aufnahme der äusseren Charakteristik. Alle drei Kurven beginnen im gleichen Punkte  $O'$ , der wegen dem remanenten Magnetismus etwas höher liegt als  $O$ . Mit zunehmendem  $J$  steigen die Kurven anfangs ziemlich steil an; am schnellsten die Leerlaufcharakteristik, dann die innere Charakteristik und am tiefsten liegt die äussere Charakteristik.

$P_1 P_2$  ist der Spannungsabfall infolge der Schwächung des Feldes durch die Ankerrückwirkung,  $P_2 P_3$  ist der Ohm'sche Spannungsverlust im Anker, an den Bürsten und in der Hauptschluss- oder Erregerwicklung

$$P_2 P_3 = J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right).$$



in  $Q$  den gesuchten Punkt der äusseren Charakteristik. Die so erhaltene Kurve stimmt mit der wirklichen äusseren Charakteristik nicht ganz überein; für kleine Sättigungen der Feldmagnete erhalten wir zu kleine, für grosse Sättigungen zu grosse Werthe von  $E_k$ .

Ist für eine Tourenzahl, z. B.  $n$ , die äussere Charakteristik  $E_k = f(J)$  bekannt, so können wir die äussere Charakteristik für irgend eine andere Tourenzahl, z. B.  $n'$ , aus dieser ableiten. Für einen bestimmten Ankerstrom ist das Feld konstant; folglich ver-

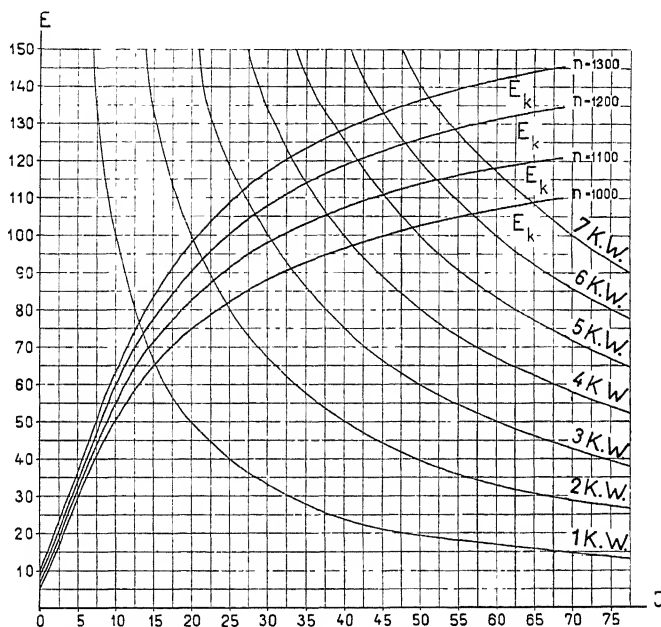


Fig. 343. Leistungskurven und äussere Charakteristiken einer Hauptschlussmaschine für verschiedene Tourenzahlen.

halten sich bei demselben Ankerstrom die im Anker inducirten EMKe  $E_a$  wie die Tourenzahlen

$$\frac{E'_a}{E_a} = \frac{n'}{n} = \frac{E'_k + J \cdot \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)}{E_k + J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)}$$

$$E'_k = \frac{n'}{n} \left[ E_k + J \cdot \left( R_u + \frac{2}{a} R_u + R_h \right) \right] - J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)$$

$$E'_k = \frac{n'}{n} E_k - J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right) \left( 1 - \frac{n'}{n} \right).$$



Wenn wir graphisch verfahren wollen, so müssen wir aus der  $E_k$ -Kurve zuerst die innere Charakteristik bestimmen; hieraus ermitteln wir  $E'_a = f(J)$ , subtrahieren von dieser Kurve den Spannungsabfall  $J\left(R_a + \frac{2}{a}R_u + R_h\right)$  und erhalten so die gesuchte äussere Charakteristik für die Tourenzahl  $n'$ . In Fig. 343 sind äussere Charakteristiken einer Hauptschlussmaschine für die Tourenzahlen  $n = 1300, 1200, 1100, 1000$  dargestellt; ausserdem sind noch die Leistungskurven für  $L_n = 1, 2, 3, 4, 5, 6$  und  $7$  KW eingezeichnet.

d) Die elektrischen Grössen als Funktion des Belastungswiderstandes. Wie bei der fremderregten Maschine, so wollen wir auch hier  $J, E_a, E_k, L, L_n$  und  $\eta_e$  als Funktion vom äussern Widerstande abtragen (siehe Fig. 344), um die Wirkungsweise der Maschine klar überblicken zu können. Der Verlauf der  $J, L, L_n$  und  $\eta_e$ -Kurven ist ganz ähnlich wie bei der fremderregten Maschine.  $J$  und  $L - L_n$

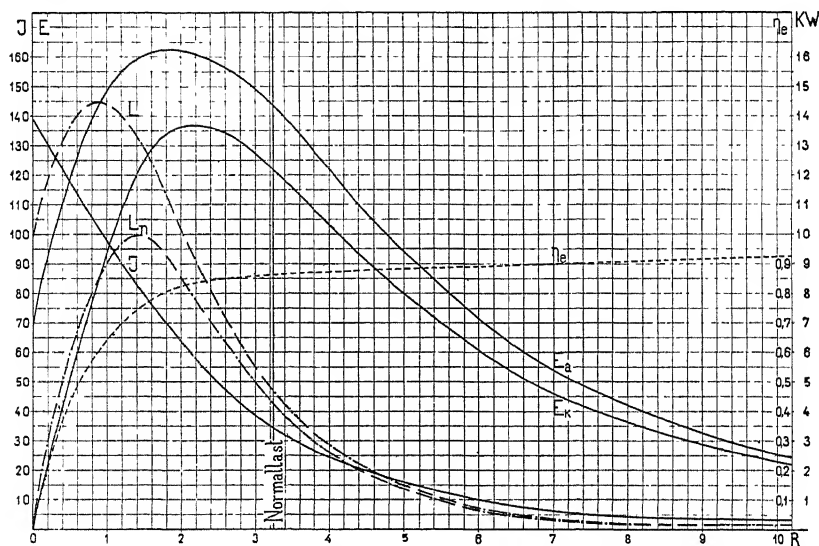


Fig. 344. Abhängigkeit der elektrischen Grössen einer Hauptschlussmaschine vom Belastungswiderstand.

erreichen für  $R = 0$  ihren maximalen Werth, der so gross ist, dass, wenn die Maschine kurzgeschlossen wäre, dieselbe in kürzester Zeit verbrennen müsste. Die  $E_k$ - und die  $E_a$ -Kurven zeigen in den Figuren 339 und 344 keine Uebereinstimmung. Bei der fremderregten Maschine sinken  $E_k$  und  $E_a$  mit zunehmender Belastung, währenddem bei der Hauptschlussmaschine diese Kurven mit zunehmender Belastung zu einem Maximalwerth ansteigen und dann wieder abfallen; für  $R = 0$  ist  $E_k = 0$  und  $E_a \approx 70$  Volt.

Hier bei der Hauptschlussmaschine ist das elektrische Güteverhältnis

$$\eta_e = \frac{L_n}{L} = \frac{E_k \cdot J}{E_a \cdot J} = \frac{E_k}{E_a}.$$

## 109. Die charakteristischen Kurven der Nebenschlussmaschine.

a) **Leerlaufcharakteristik.** Bei der Nebenschlussmaschine können wir zwei Fälle unterscheiden:

1. Leerlaufcharakteristik bei Fremderregung,
2. „ „ bei Selbsterregung.

Für die Aufnahme der letztern ist in Fig. 345 das Schaltungs-  
schema gegeben; der Anker ist nicht mehr stromlos, sondern es  
fließt in ihm der Erregerstrom. Da derselbe  
aber sehr klein ist, etwa 2 bis 3 % vom  
Hauptstrom, so ist der gesammte Spannungs-  
abfall im Anker so gering, dass er vernach-  
lässigt werden kann; die beiden Leerlauf-  
charakteristiken fallen somit zusammen. Folg-  
lich haben die auf Seite 424 über die Leer-  
laufcharakteristik einer fremderregten Ma-  
schine gemachten Bemerkungen ohne weiteres auch hier Gültigkeit.

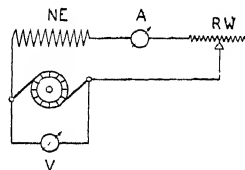


Fig. 345.

b) **Belastungscharakteristik.** Die Belastungscharakteristik kann sowohl bei Fremderregung als auch bei Selbsterregung aufgenommen werden. Die beiden Kurven weichen aber so wenig von einander ab, dass sie praktisch als identisch angesehen werden dürfen; folglich kann auf das Seite 425 u. f. über die Belastungscharakteristik Gesagte verwiesen werden.

c) **Die äussere Charakteristik einer Nebenschlussmaschine** erhalten wir unter der Voraussetzung, dass der Widerstand des Nebenschlusses und die Tourenzahl konstant sind. Aus dieser Kurve kann man das charakteristische Verhalten der Nebenschlussmaschine erkennen. In Fig. 346 ist die äussere Charakteristik bei Fremderregung (I), die äussere (II) und innere Charakteristik (III) bei Selbsterregung aufgezeichnet. Für die Aufnahme der Kurve II ist in Fig. 347 dasaltungsschema angegeben. Die äussere Charakteristik bei Selbsterregung fällt mit zunehmender Belastung rascher ab als die äussere Charakteristik bei Fremderregung (Fig. 346). Der Grund hierfür liegt darin, dass bei Selbsterregung und konstantem Nebenschlusswiderstand der Erregerstrom  $i_n$  nicht konstant bleibt wie bei der Fremderregung, sondern entsprechend dem

Spannungsabfall im Anker abnimmt. Für eine bestimmte Stromstärke, die sog. kritische Stromstärke, kehrt die äussere Charakteristik um, verläuft, wenn wir den äussern Widerstand noch mehr ver-

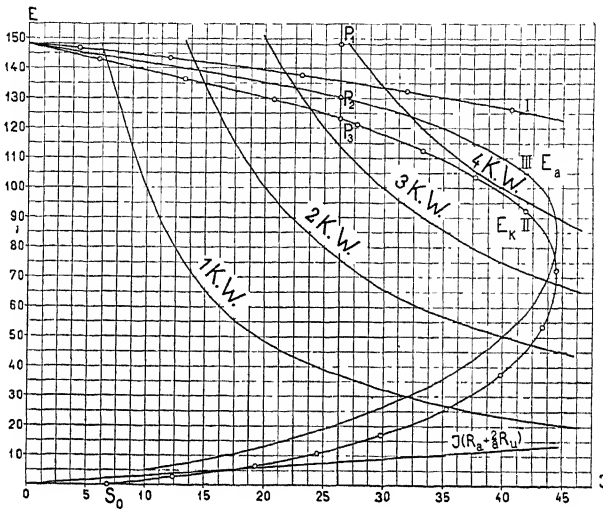


Fig. 346. Aeussere und innere Charakteristik einer Nebenschlussmaschine.

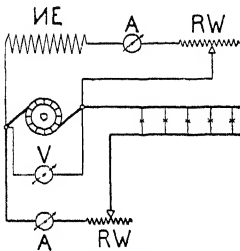


Fig. 347.

kleinern, rückwärts und schneidet bei Kurzschluss der Klemmen die Abscissenaxe im Punkte  $S_0$ . Hätte die Maschine keinen remanenten Magnetismus, so wäre bei Kurzschluss der Klemme  $J=0$ , d. h. in diesem Falle würde die äussere Charakteristik nicht durch  $S_0$ , sondern durch 0 gehen.

Die äussere Charakteristik ist keine eindeutige Kurve; denn für einen bestimmten Werth von  $J$  ergeben sich zwei Werthe von  $E_k$ . Aus dieser Kurve ist ferner noch ersichtlich, dass die Nebenschlussmaschine durch einen plötzlichen Kurzschluss nicht Gefahr läuft zu verbrennen, da die Stromstärke für  $R=0$  auf den Werth  $J_0=OS_0$  heruntersinkt. Mit Hilfe der äusseren Charakteristik lässt sich die innere Charakteristik konstruieren, indem man jeweils zu  $E_k$  den zugehörigen Ohm'schen Spannungsabfall  $J\left(R_a + \frac{2}{\alpha} R_u\right)$  addirt.

In Fig. 346 bedeutet  $P_1P_3$  den gesamten Spannungsabfall der Maschine vom Leerlauf bis zur Belastung  $J$ ;  $P_2P_3$  stellt nun den Ohm'schen Spannungsverlust und  $P_1P_2$  den Spannungsabfall infolge der Ankerrückwirkung und der Verkleinerung von  $i_n$  dar. Die

Abnahme von  $i_n$  geschieht proportional mit  $E_k$ . Bezeichnet  $R_n$  den Widerstand der Erregerwicklung, so ist

$$i_n = \frac{E_k}{R_n} \text{ oder } \frac{E_k}{i_n} = R_n = \operatorname{tg} \alpha = \text{konstant}$$

für alle Belastungen. Die Gerade  $OQ$  (Fig. 348) stellt somit die Klemmenspannung in Abhängigkeit von der Erregung dar.

Mit Hilfe dieser Geraden und der Leerlaufcharakteristik können wir die äussere Charakteristik mit grosser Annäherung konstruiren. Für einen bestimmten Strom  $J_1$  berechnet man das Dreieck  $Qbc$ , wo  $Qb = J_1 \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$  und  $bc = AW_r$  ist. Wir müssen nun hier auch wieder die Annahme machen, dass  $AW_r$  sich proportional mit dem Belastungsstrom  $J$  ändert; infolge dessen

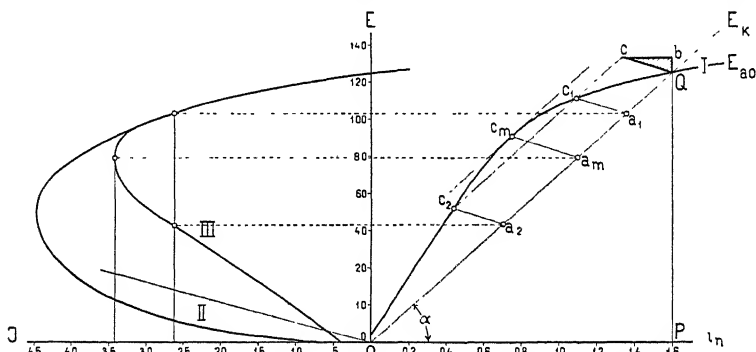


Fig. 348. Angenäherte Konstruktion der äusseren Charakteristik einer Nebenschlussmaschine.

ist dann  $cQ$  auch proportional mit  $J$  und hat für alle Werthe von  $J$  dieselbe Richtung. Um nun die zwei Werthe von  $E_k$ , die dem Strome  $J_1$  entsprechen, zu erhalten, ziehen wir durch  $c$  die Parallele zu  $OQ$  und erhalten die Schnittpunkte  $c_1$  und  $c_2$ . Durch diese Punkte  $c_1$  und  $c_2$  legen wir die Parallelen zu  $cQ$ ; die Schnittpunkte  $a_1$  und  $a_2$  derselben mit der Geraden  $OQ$  sind die gesuchten zwei Klemmenspannungen. Wir erhalten weitere Punkte der äusseren Charakteristik, indem wir die Gerade  $c_1a_1$  parallel zu sich selbst verschieben; die Länge derselben ist ein direktes Maass für die Grösse des Stromes, und der Schnittpunkt derselben mit der Geraden  $OQ$  giebt die zugehörige Klemmenspannung an. Die kritische Stromstärke erhält man, wenn man parallel zu  $OQ$  die Tangente an die Leerlaufcharakteristik legt und durch den Berührungspunkt eine Parallele zu  $cQ$  zieht. Links von der Ordinatenaxe sind die gefundenen Werthe von  $E_k$  als Funktion von  $J$  abgetragen; ausser-

dem ist zum Vergleich noch die experimentell ermittelte äussere Charakteristik (Kurve II) aufgezeichnet. Anfangs fallen diese beiden Kurven zusammen; bald nach der normalen Belastung gehen sie jedoch aus einander, indem die konstruierte Charakteristik rascher abbiegt als die experimentell aufgenommene. Die Ursache hierfür liegt in der Ankerrückwirkung, die in der Nähe des Knies rascher abnimmt, als wir angenommen haben. Da aber nur die Kenntniss des obern Theils der äussern Charakteristik praktischen Werth hat, so darf die Konstruktion als genügend genau betrachtet werden.

Wenn die Tourenzahl der Nebenschlussmaschine nicht konstant bleibt, z. B. mit zunehmender Belastung sinkt, so fällt auch die Klemmenspannung. Dieselbe ist nicht so einfach zu ermitteln, wie dies bei der fremderregten Maschine oder der Hauptschlussmaschine

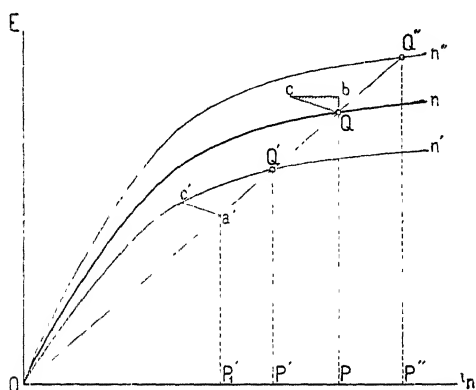


Fig. 349.

der Fall war; denn mit dem Sinken der Spannung ist auch eine Abnahme des Erregerstroms verbunden, welche den Spannungsabfall noch mehr vergrössert; wir haben also einen potenzierten Spannungsabfall. Um denselben zu bestimmen, nehmen wir vorerst an, die Maschine sei unbelastet. In Fig. 349 sind drei Leerlaufcharakteristiken aufgezeichnet; die eine für die konstante Tourenzahl  $n$  ist die gegebene, die andern beiden für die Tourenzahl  $n'$  resp.  $n''$  sind aus dieser konstruiert.

Wenn nun die Tourenzahl  $n$  auf die Tourenzahl  $n'$  herabsinkt, so geht die Klemmenspannung  $QP$  in  $Q'P'$  und die Erregung  $OP$  in  $OP'$  über. Dass  $Q'P'$  die Spannung ist, welche sich einstellt, wenn die Tourenzahl den Werth  $n'$  annimmt, folgt ohne weiteres daraus, dass der Punkt, welcher die Klemmenspannung bei der Tourenzahl  $n'$  darstellen soll, sowohl auf der Leerlaufcharakteristik für die Tourenzahl  $n'$  als auch auf der Geraden  $OQ$  liegen muss. Diese Bedingung kann aber nur der Schnittpunkt  $Q'$  erfüllen. Ganz ähnlich bekommt man die Klemmenspannung, wenn die Tourenzahl  $n$  auf  $n''$  steigt; es geht dann  $QP$  in  $Q''P''$  über.

Wenn nun die Maschine belastet und die Tourenzahl  $n$  z. B. auf  $n'$  gesunken ist, so verfahren wir zur Ermittlung der Klemmenspannung der Nebenschlussmaschine folgendermassen: Wir be-

stimmen zuerst den Punkt  $Q'$ ; hierauf wenden wir für die Leerlaufcharakteristik, welche der Tourenzahl  $n'$  entspricht, dieselbe Konstruktion an, die wir früher für die äussere Charakteristik angegeben haben. Wir ziehen parallel zu  $cQ$  die Gerade  $c'a'$ . Aus der Länge von  $c'a'$  ergibt sich der Belastungsstrom  $J$ ; die zugehörige Klemmenspannung ist  $a'P_1'$ . Indem man die Gerade parallel zu sich verschiebt, kann für jede beliebige mögliche Belastung die entsprechende Klemmenspannung bei der Tourenzahl  $n'$  ermittelt werden.

d) Die Leerlaufspannung als Funktion der Tourenzahl. Wir wollen noch die Kurve konstruieren, welche die Klemmenspannung bei Leerlauf in Abhängigkeit von der Tourenzahl darstellt. In Fig. 350 ist die Leerlaufcharakteristik einer Nebenschlussmaschine für die Tourenzahl  $n$  gegeben.  $QP$  sei die Spannung, welche sich einstellt, wenn die Maschine normal erregt ist. Sinkt  $n$  auf  $n'$ , so geht  $PQ$  in  $P_1Q_1'$  über. Es verhält sich nun:

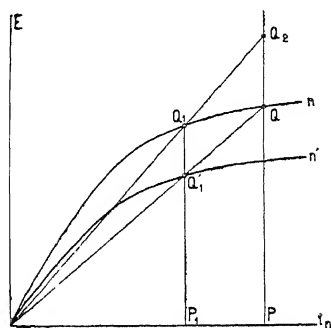


Fig. 350.

$$\frac{n'}{n} = \frac{Q_1' P_1}{Q_1 P_1} = \frac{QP}{Q_2 P}$$

oder

$$P_1 Q_1' = \frac{n'}{n} \cdot Q_1 P_1 \quad \text{und} \quad Q_2 P = \frac{n}{n'} \cdot PQ.$$

Den Punkt  $Q_1'$  kann man auch erhalten, ohne dass man die Leerlaufcharakteristik für die Tourenzahl  $n'$  ermittelt, nämlich wir berechnen  $Q_2 P$ , verbinden  $Q$  und  $Q_2$  mit  $O$ . Vom Schnittpunkt  $Q_1$  fallen wir das Loth auf die Abscissenaxe und bekommen den gesuchten Punkt  $Q_1'$ . Indem wir  $n'$  verändern, jedesmal  $Q_2 P$  ausrechnen und die angegebene Konstruktion benutzen, erhalten wir für die verschiedenen Tourenzahlen die zugehörigen Klemmenspannungen. In Fig. 351 ist dies durchgeführt und die Klemmenspannungen als Funktion von  $n$  aufgetragen.

Wäre kein remanenter Magnetismus vorhanden, so würde die Tourenzahlkurve nicht in den Nullpunkt auslaufen, sondern die  $x$ -Axe etwa im Punkte  $n=500$  schneiden. Diese Tourenzahl nennt man die tote Tourenzahl des Nebenschlussmotors.

e) Die elektrischen Grössen als Funktion des Belastungswiderstandes. Zum Schlusse sind in Figur 352  $J$ ,  $E_a$ ,  $E_k$ ,  $L$ ,  $L_n$  und  $\eta_c$  als

Funktion vom äussern Widerstand dargestellt. Die  $E_a$ -,  $E_k$ - und  $\eta_e$ -Kurve haben ungefähr denselben Verlauf wie die  $E_a$ -,  $E_k$ - und  $\eta_e$ -

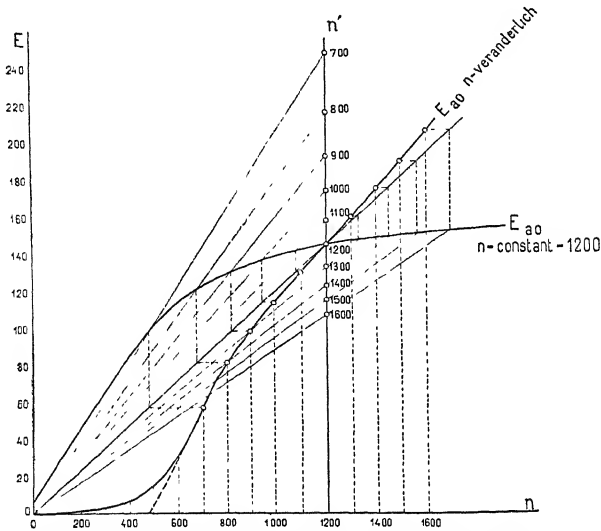


Fig. 351. Leerlaufcharakteristik einer Nebenschlussmaschine in Abhängigkeit von der Tourenzahl.

Kurve bei der fremderregten Maschine. Dagegen weichen die  $J$ -Kurven ganz erheblich von einander ab. Mit abnehmendem  $R$  steigt dieselbe anfangs langsam, später schneller an, erreicht ein

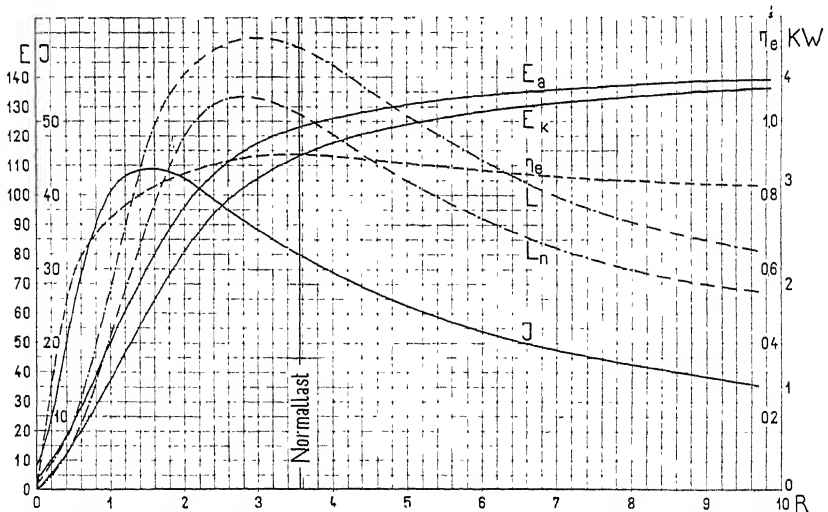


Fig. 352. Abhängigkeit der elektrischen Grossen einer Compoundmaschine vom Belastungswiderstande.

Maximum, das nur etwa 38% grösser ist als der normale Belastungsstrom und fällt von diesem Werth sehr rasch ab; für  $R=0$ , ist  $J=8$  Ampère geworden. Der Maximalwerth von  $J$  entspricht der kritischen Stromstärke der äussern Charakteristik. Die  $L$ - und  $L_n$ -Kurve haben eine ähnliche Form wie die  $J$ -Kurve.

Die Differenz  $L-L_n$  stellt die in der Maschine in Wärme umgesetzten Kupferverluste dar; nach der Normallast nimmt diese Differenz noch etwas, entsprechend  $J$  zu, nimmt aber bald wieder ab und für  $R=0$  ist  $L-L_n$  etwa 90 Watt geworden. Aus diesen Kurven ersehen wir, dass die Nebenschlussmaschine keinen Strom erzeugen kann, der ihr gefährlich wird; man darf sie also kurzschliessen.

Bemerkenswerth ist, dass der elektrische Wirkungsgrad einer Nebenschlussmaschine anfangs mit steigender Belastung zunimmt, während er bei einer Hauptschlussmaschine stetig abnimmt.

## 110. Die charakteristischen Kurven der Compoundmaschine.

a) Die Leerlaufcharakteristik. Dieselbe ist identisch mit der Leerlaufcharakteristik einer Nebenschlussmaschine; denn bei Leerlauf ist die Compoundwicklung stromlos.

b) Die äussere Charakteristik. Zum bessern Verständniss dieser Kurve ist es nothwendig, die Methode, wie die Compoundwindungen bestimmt werden, voranzuschicken. Zu diesem Zwecke gehen wir von der Leerlaufcharakteristik aus (siehe Fig. 353).  $PQ$  sei die normale Klemmenspannung bei Leerlauf. Die zusätzlichen Ampèrewindungen oder die sog. Compoundwindungen, welche für die verschiedenen Belastungen nothwendig sind, damit die Klemmenspannung der Maschine konstant gleich  $PQ$  bleibt, lassen sich auf folgende einfache Weise ermitteln.

Wir berechnen für einen bestimmten Strom  $J_1$ . Das Dreieck  $cbQ$ , wo  $cb = AW_r$  und  $bQ = J_1 \left( R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h \right)$  ist. Damit die Konstruktion sich einfach gestaltet, müssen wir annehmen, dass  $AW_r$  sich proportional mit dem Strome ändert, was für höhere Sättigungen mit grosser Annäherung zutrifft. Da  $E_h$  konstant bleiben soll, müssen die Klemmenspannungen für die verschiedenen Belastungen auf der Geraden  $QQ_1$  liegen. Somit müssen wir das Dreieck  $cbQ$  so parallel zu sich selbst verschieben, dass der Punkt  $c$  mit  $c_1$ , und  $Q$  mit  $Q_1$  zusammenfällt. Dann stellt die Strecke  $QQ_1 = PP_1$  die nothwendigen Compoundwindungen dar, welche bei dem Belastungsstrome  $J_1$  die Klemmenspannung  $Q_1P_1 = QP =$  konstant halten. Die Länge von  $c_1Q_1$  ist proportional dem Belastungsstrome  $J$ .





Die Ueber- oder Untercompoundirung verändert auch die Erregung des Nebenschlusses, was diese Abweichungen noch verstärkt. In Fig. 354 ist

$$c c_1 = Q Q_1 = A W_h$$

und

$$b c_1 = A W_h - A W_r.$$

Um nun die äussere Charakteristik der Compoundmaschine zu konstruieren, kann diese Maschine vollständig wie eine Nebenschluss-

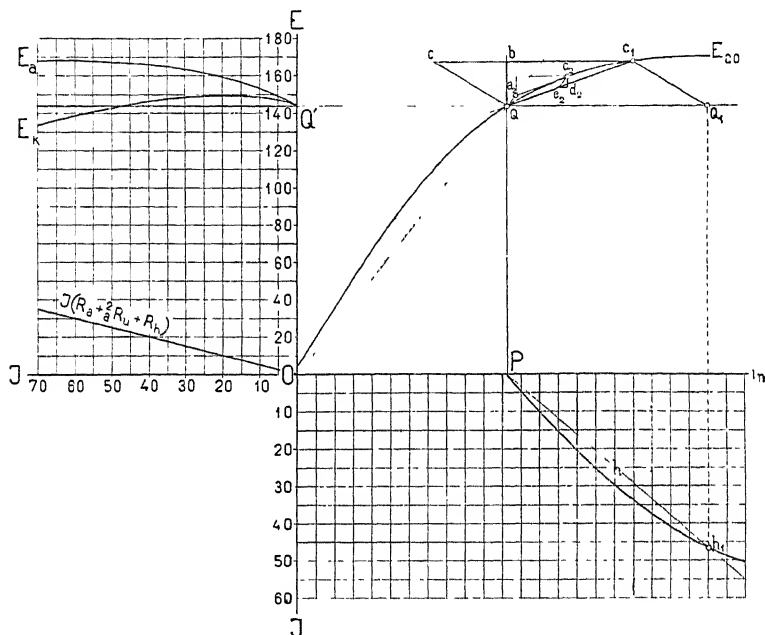


Fig. 354. Konstruktion der äusseren Charakteristik einer Compoundmaschine.

maschine behandelt werden; nur ist die Ankerrückwirkung hier als eine negative

$$A W_h - A W_r = b c_1$$

zu betrachten und der Ohm'sche Spannungsabfall ist hier gleich

$$J(R_a + \frac{2}{a} R_u + R_h) = Q b.$$

Das zu betrachtende Dreieck ist in diesem Falle  $Q b c_1$  (Fig. 354); man zieht nun durch die verschiedenen Punkte der Leerlaufcharakteristik z. B.  $c_2$  Parallele zu  $Q c_1$ ; dieselbe schneidet die Gerade  $OQ$  in  $a_2$ . Analog der Konstruktion Fig. 253 ist  $c_2 a_2 = Q e_2$  proportional dem Belastungsstrom und die Projektion  $Q a_2 = c_2 c_2$  auf

der Ordinatenaxe stellt die Spannungsänderung der Compoundmaschine von Leerlauf bis zu dieser Belastung dar; diese Aenderung ist in diesem Falle eine Erhöhung und gleich  $c_2 d_2$ .

Man kann nun für jede Belastung, die  $Qe_2$  proportional ist, die zugehörige Spannungsänderung  $c_2 d_2$  bestimmen, und in dieser Weise die Spannung als Funktion des Belastungsstromes abtragen, was in der Fig. 354 links von der Ordinatenaxe geschehen ist. Die  $E_k$ -Kurve stellt die äussere Charakteristik dar; addiren wir zu den Ordinaten derselben die entsprechenden Werthe des Ohm'schen Spannungsabfalles, so erhalten wir die Kurve der inducirten EMKe  $E_a$  als Funktion des Belastungsstromes.

Um noch den Spannungsabfall zu kompensiren, welcher dadurch eintritt, dass mit zunehmender Belastung die Tourenzahl sinkt, verfahren wir folgendermassen: Wir nehmen an, die Tourenzahl nehme proportional mit der Belastung ab. Da die Klemmenspannung mit grosser Annäherung konstant bleibt, so dürfen wir den Abfall der Tourenzahl proportional dem Belastungsstrom setzen. Der dadurch entstehende Spannungsabfall lässt sich in der Weise einfach berücksichtigen, dass man den Ankerwiderstand um so viele Procent grösser annimmt, als die Tourenzahl procentual vom Leerlauf bis Volllast gesunken ist. Mit diesem erhöhten Widerstand bestimmt man das Dreieck  $Qbc_1$  und verfährt zur Ermittlung der Compoundwindungen in der früher angegebenen Weise.

Oft wird verlangt, dass die Klemmenspannung einer Compoundmaschine bei Volllast grösser sei als bei Leerlauf. In diesem Falle ist die Gerade  $QQ_1$  (Fig. 355) nicht mehr horizontal, sondern sie

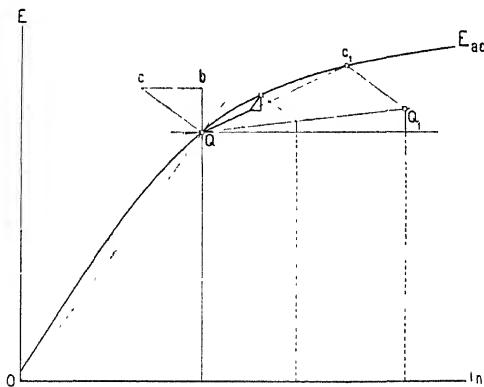


Fig. 355.

steigt so an, dass bei normaler Belastung der zugehörige Punkt  $Q$  der gewünschten Spannung entspricht.

Nun konstruiert man die Compoundwindungen in der früher angegebenen Weise.

c) Die elektrischen Grössen als Funktion des Belastungswiderstandes. In Fig. 356 sind  $E_a$ ,  $E_k$ ,  $J$ ,  $L$ ,  $L_n$  und  $\eta_e$  als Funktion vom äussern Widerstande abgetragen. Zu der Form dieser Kurve wäre man auch gekommen, wenn man die Kurven von Fig. 344 mit den entsprechenden der Fig. 352 kombiniirt hätte.

Die  $E_k$ -Kurve ist ziemlich horizontal; von Volllast an fällt sie rasch nach 0 ab. Die  $E_a$ -Kurve steigt infolge der Compoundwindungen mit zunehmender Belastung an. Nach Volllast erreicht

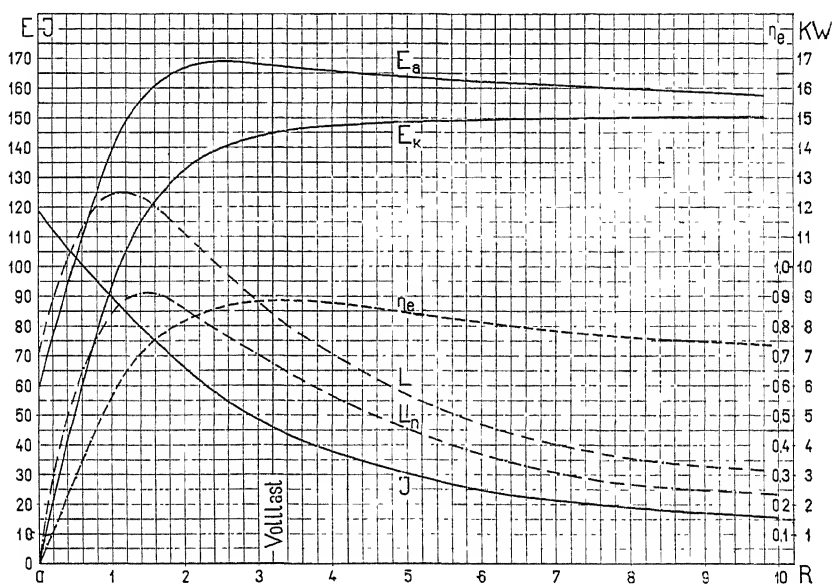


Fig. 356. Abhängigkeit der elektrischen Grössen einer Compoundmaschine vom Belastungswiderstande.

sie ihr Maximum und sinkt für  $R=0$  auf 60 Volt. Die Stromkurve nimmt mit Kleinerwerden von  $R$  stets zu und für  $R=0$  hat  $J$  seinen höchsten Werth 118 Amp. erreicht, der etwa  $2\frac{1}{2}$  mal so gross ist als der normale Betriebsstrom. Die Form der  $L$ -,  $L_n$ - und  $\eta_e$ -Kurven ist ähnlich wie in den Fig. 339 und 344.

Die Verluste im Kupfer werden mit abnehmendem  $R$  stets grösser, und beim Kurzschluss der Klemmen sind sie ein Maximum = 7,2 KW geworden. Die Compoundmaschine darf also nicht kurzgeschlossen werden, da sonst die Wicklung derselben in kurzer Zeit verbrennen würde.

d) Compoundirung nach Sayers. (Engl. Pat. EP No. 9364, 2. Mai 1896.)

In sehr sinnreicher Weise benützt Sayers die Feldverzerrung zur Compoundirung von Nebenschlussmaschinen. Ungefähr in der Mitte zwischen den beiden Bürsten  $B_1$  und  $B_2$  legt er eine Hilfsbürste  $B'$  auf (siehe Fig. 357) und legt zwischen diese und die

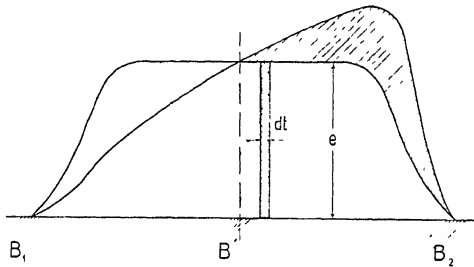


Fig. 357. Compoundirung nach Sayers.

Bürste  $B_2$  die Nebenschlusswicklung. Die bei Leerlauf an den Enden der Erregerwicklung herrschende Spannung  $E_n$  ist

$$E_n = \int_{B'}^{B_2} e \, dt.$$

Wenn wir nun die Maschine belasten, so wird die Feldkurve durch die Ankerrückwirkung derart verzerrt, dass der Integralwerth

$\int_{B'}^{B_2} e \, dt$  zunimmt und mit ihm auch der Erregerstrom. Je mehr wir

die Bürste  $B'$  gegen  $B_2$  verschieben, um so grösser ist die Compoundirung. Durch das Auflegen der Hilfsbürste wird in einem starken Felde eine Spule der Wicklung kurzgeschlossen; infolgedessen entsteht in derselben ein sehr grosser Kurzschlussstrom, der durch die Hilfsbürste geht und Anlass zur starken Funkenbildung an derselben geben muss. Das Feuer kann dadurch vermindert werden, dass man die Pole an der Stelle, wo die Hilfsbürste aufliegt, mit einem breiten Einschnitte versieht, oder eine mehrfach geschlossene Ankerwicklung verwendet.

Da man jedoch die Feldverzerrung möglichst klein halten soll, und weil die Hilfsbürste die Betriebssicherheit vermindert, ist dieser Art der Compoundirung keine praktische Bedeutung beizumessen.

### 111. Die charakteristischen Kurven des Nebenschlussmotors.

Wir nehmen an, die Klemmenspannung  $E_k$  sei konstant. Für den Nebenschlussmotor gelten folgende Gleichungen

$$E_a = E_k - J \left( R_a + \frac{2}{a} \cdot R_u \right)$$

und

$$E_a = C \cdot n \cdot \Phi.$$

Der Kraftfluss  $\Phi$  ist nicht konstant, sondern sinkt infolge der Rückwirkung des Ankerstroms, die mit zunehmender Belastung des Motors wächst. Um die der obigen Bedingungsgleichung entsprechende gegenelektromotorische Kraft  $E_a$  zu erzeugen, muss daher infolge der Schwächung des Feldes die Tourenzahl des Motors steigen.

Anderseits nimmt der Ohm'sche Spannungsabfall  $J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$  mit dem Ankerstrom zu; somit wird  $E_a$  kleiner, d. h. bei konstantem Kraftfluss  $\Phi$  würde die Tourenzahl eines Nebenschlussmotors mit zunehmender Belastung sinken. Hieraus ersehen wir, dass der Ohm'sche Spannungsabfall  $J \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$  und die Ankerrückwirkung bezüglich der Tourenzahl des Motors entgegengesetzte Wirkung haben. Je nachdem der Ohm'sche Spannungsabfall oder die Ankerrückwirkung vorherrscht, fällt oder steigt die Tourenzahl

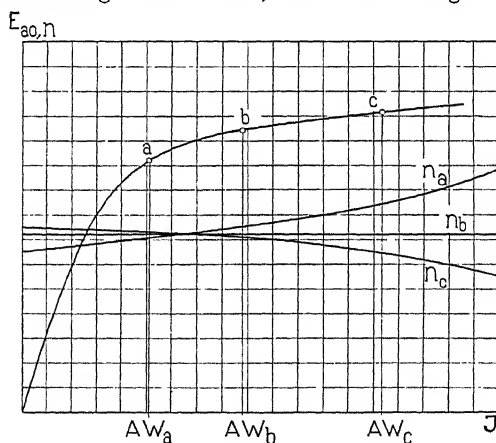


Fig. 358. Tourenzahlkurven eines Nebenschlussmotors in Abhängigkeit von der Belastung.

mit zunehmender Belastung; wenn diese beiden Beeinflussungen ungefähr gleich sind, so bleibt die Tourenzahl konstant. In Fig. 358

ist die Leerlaufcharakteristik eines Nebenschlussmotors dargestellt, auf welcher drei Punkte  $a$ ,  $b$  und  $c$  mit den zugehörigen Felderregungen markiert sind. Für diese drei Erregungen sind die Tourenzahlen  $n_a$ ,  $n_b$  und  $n_c$  in Abhängigkeit vom Belastungsstrom  $J$  aufgetragen. Im Punkte  $a$  ist die Ankerrückwirkung am grössten und überwiegt den Ohm'schen Spannungsabfall; infolgedessen wird die Tourenzahlkurve ( $n_a$ ) bei der Erregung  $AW_a$  mit zunehmender Belastung ansteigen. Wenn wir die Erregung vergrössern, so wird die Ankerrückwirkung wegen der höheren Sättigung des Eisens kleiner. Für den Punkt  $b$  ist der Einfluss der Ankerrückwirkung ungefähr gleich demjenigen des Ohm'schen Spannungsabfalls, somit bleibt die Tourenzahl mit zunehmender Belastung angenähert konstant ( $n_b$ ). Im Punkte  $c$  ist die Ankerrückwirkung noch kleiner geworden, der Einfluss des Spannungsabfalles wird überwiegend, folglich muss die Tourenzahlkurve  $n_c$  sinken. Aus diesen Kurven ersieht man, dass es für den Nebenschlussmotor eine bestimmte Felderregung giebt, (die mit der Bürstenstellung veränderlich ist), für welche die Tourenzahl ohne besondere Compoundirung von Leerlauf bis Vollast konstant bleibt. Durch Verstellung der Bürsten kann die Ankerrückwirkung bedeutend erhöht werden.

Für eine beliebige Felderregung können wir angenähert konstante Tourenzahl erreichen, indem wir den Nebenschlussmotor compoundiren. Die Compoundampèrewindungen müssen so bemessen und so gerichtet sein, dass sie die Differenz der Einflüsse der Ankerrückwirkung und des Ohm'schen Spannungsabfalles aufheben.

Ist die Ankerrückwirkung überwiegend, so müssen die Compoundwindungen das Feld verstärken, ist dagegen der Einfluss des Spannungsabfalles überwiegend, so muss der Strom in der Compoundwicklung demjenigen in Nebenschluss entgegengesetzt gerichtet sein, so dass das Feld geschwächt wird.

Da die Ankerrückwirkung nicht ganz proportional dem Ankerstrom ist, so kann eine ganz konstante Tourenzahl nicht erreicht werden. Die Compoundirung von Nebenschlussmotoren hat keine praktische Bedeutung, da deren Tourenzahl ohnedem nahezu konstant sein kann. Deshalb hat es keinen Zweck, hier näher auf die Bestimmung der Compoundwindungen einzutreten, die übrigens ganz ähnlich ist, wie die Bestimmung der Compoundwindungen bei Gleichstromgeneratoren.

In Fig. 359 sind  $E_a$ ,  $J$ ,  $n$ ,  $\eta_e$  und das Drehmoment als Funktion der abgebremsten Leistung bei konstanter Klemmenspannung dargestellt. Die im Anker indicirte EMK  $E_a$  sinkt infolge des Ohm'schen Spannungsverlustes  $J\left(R_a + \frac{2}{a} R_u\right)$ ; somit muss der Strom  $J$

mit zunehmender Leistung immer rascher anwachsen, entsprechend dem Spannungsverlust; denn die vom Motor abgegebene Leistung ist  $(J - J_0)E_a$ , wo  $J_0$  den Leerlaufstrom bedeutet. Die Tourenzahlkurve hängt, wie vorhin erläutert wurde, von der Erregung resp.

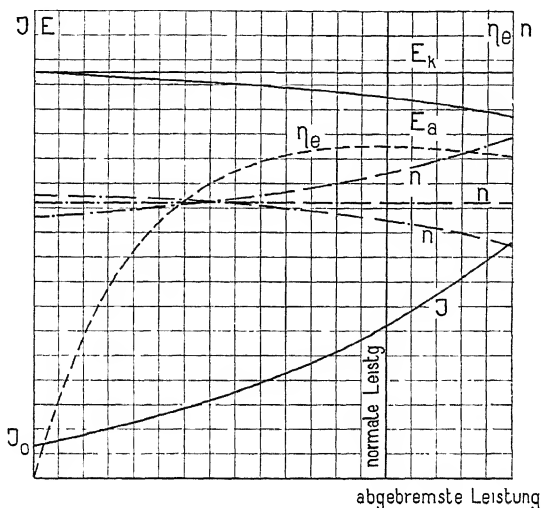


Fig. 359.

von der Sättigung des Eisens und der Bürstenstellung ab; sie kann ansteigen, konstant bleiben oder abfallen. Die  $\eta_e$ -Kurve steigt zu einem Maximum an und fällt wieder ab. Das Drehmoment  $\vartheta$  eines Motors ist

$$\vartheta = C_1 \Phi \cdot J = C_2 \frac{\text{Abgebremste Leistung}}{\text{Tourenzahl}}.$$

Je nachdem die Tourenzahl des Motors mit zunehmender Leistung fällt, konstant bleibt oder steigt, nimmt das Drehmoment schneller, proportional oder langsamer als die abgebremste Leistung zu.

## 112. Die charakteristischen Kurven des Hauptschlussmotors und des Compoundmotors.

Wir nehmen an, die Klemmenspannung  $E_k$  sei konstant. Für den Hauptschlussmotor gelten folgende Gleichungen

$$E_a = E_k - J \left( R_a + \frac{2}{\alpha} R_u + R_h \right)$$

und

$$E_a = C \cdot n \cdot \Phi.$$



Beim Hauptschlussmotor erzeugt der Ankerstrom  $J$  das Feld; es ist somit

$$\Phi = f(J).$$

Wenn nun ein solcher Motor mehr und mehr belastet wird, so wächst der Ankerstrom  $J$ , welcher das Feld  $\Phi$  vergrößert und  $E_a$  verkleinert. Infolgedessen muss die Tourenzahl  $n$  sinken; umgekehrt muss die Tourenzahl  $n$  des Hauptschlussmotors steigen, wenn derselbe entlastet wird; weil  $\Phi$  abnimmt und  $E_a$  zunimmt. Diese Veränderung der Tourenzahl können wir in einfacher Weise ermitteln. In Fig. 360 ist die innere Charakteristik eines Hauptschlussmotors für die konstante Tourenzahl  $n_1$  aufgezeichnet.  $E_a$  stellt

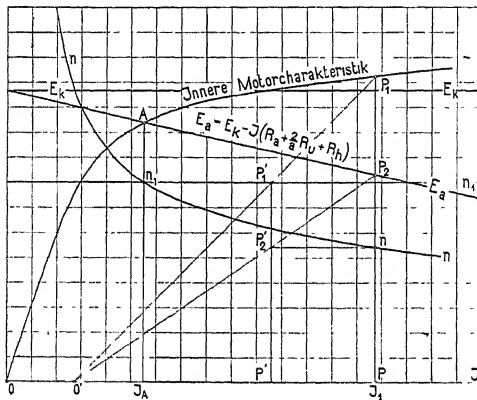


Fig. 360. Konstruktion der Tourenzahlkurve eines Hauptschlussmotors.

sich dar als eine gegen die  $J$ -Axe geneigte Gerade, welche die innere Motorcharakteristik im Punkte  $A$  schneidet. Die Tourenzahlen eines Motors verhalten sich bei einem bestimmten Kraftflusse  $\Phi$  oder Strome  $J$  nach obiger Gleichung wie die im Anker inducirten EMKe. Somit erhalten wir für einen beliebigen Strom  $J_1$  die zugehörige Tourenzahl  $n$ , indem wir das Verhältniss  $\frac{PP_2}{P'_1P_1}$  bilden und mit der bekannten Tourenzahl  $n_1$  multipliciren. Die gesuchte Tourenzahl  $n$  kann man auch durch graphische Konstruktion erhalten.

Wir nehmen einen beliebigen Punkt  $O'$  an und verbinden ihn mit  $P_1$  und  $P_2$ ; nun legen wir durch den Schnittpunkt der Geraden  $O'P_1$  mit der Horizontalen, welche die konstante Tourenzahl  $n_1$  darstellt, also durch  $P'_1$  eine Parallele zu  $P_1P_2$ , dann ist  $P'_1P'_2$  die gesuchte Tourenzahl  $n$ ; denn es ist

$$\frac{n}{n_1} = \frac{PP_2}{PP_1} = \frac{P'P_2'}{P'P_1'} = \frac{P'P_2'}{n_1}$$

folglich muss

$$P'P_2' = n \quad \text{sein.}$$

Wenn wir dies für verschiedene Ströme  $J$  durchführen, erhalten wir die Tourenzahlkurve  $n$ . Dieselbe steigt mit abnehmendem Strome  $J$  immer rascher an; für  $J = J_A$  wird  $n = n_1$ . Unter dem Knie der inneren Motorcharakteristik, wo infolge der geringen Sättigung des Eisens diese Kurve rasch abfällt, nimmt die Tourenzahl ausserordentlich schnell zu und würde, abgesehen von der Reibungsarbeit und dem remanenten Magnetismus, an der Grenze  $J = 0$  unendlich gross werden. Der Hauptschlussmotor darf also nie unbelastet an ein Netz von konstanter Spannung angeschlossen werden.

Dieser Uebelstand kann gehoben werden, wenn man den Hauptschlussmotor noch mit einer Nebenschlusserregung versieht; wir erhalten so den Compoundmotor. Die innere Motorcharakteristik I (siehe Fig. 361) verschiebt sich dann parallel zur  $J$ -Axe um den Nebenschlusserregerstrom  $i$ , der auf die Windungszahl der Hauptschlusswicklung reducirt ist, nach links, d. h. die beiden Kurven

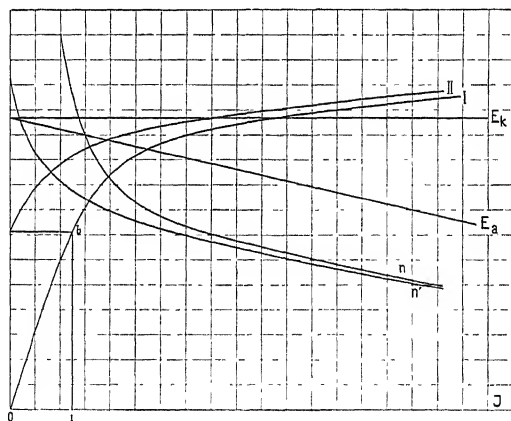


Fig. 361. Tourenzahlkurve eines Compoundmotors.

I und II sind äquidistant. Nun bestimmen wir die Tourenzahlkurve  $n'$  für die neue Motorcharakteristik II in der früher beschriebenen Weise. Diese Kurve steigt nicht mehr so steil an und schneidet die Ordinatenaxe, weil die Nebenschlusswindungen bei  $J = 0$  ein Feld erzeugen, dem die  $EMK = ib$  entspricht.

In diesem Falle kann der Hauptschlussmotor nicht mehr durch-

gehen und seine Tourenzahl ist innerhalb kleineren Grenzen veränderlich.

Da der Kraftfluss  $\Phi$  beim Hauptschlussmotor vom Strom  $J$  erzeugt wird, so wächst das Drehmoment  $\vartheta$  anfangs mit dem Quadrate des Stromes, später, wenn das Eisen sich anfängt zu sättigen, nimmt es langsamer zu. Da

$$\Phi = C_1 \cdot E_a$$

ist, so können wir die Drehmomentkurve (siehe Fig. 362) in einfacher Weise aus der inneren Motorcharakteristik bestimmen. Es ist

$$\vartheta = C \cdot \Phi \cdot J = C' \cdot E_a \cdot J,$$

d. h. das Drehmoment ist proportional dem Inhalt des schraffierten

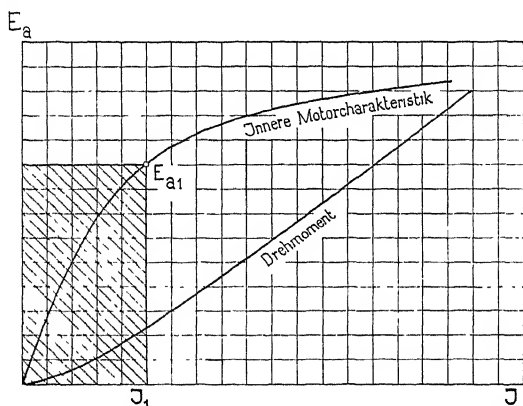


Fig. 362. Ermittlung der Drehmomentkurve eines Hauptschlussmotors.

Rechtecks. Wir erhalten somit die Drehmomentkurve, indem wir für die Punkte der Motorcharakteristik die Rechtecke  $E_a \cdot J$  bilden, und deren Inhalt als Funktion von  $J$  im geeigneten Massstabe auftragen.

Die Wirkungsgradkurve des Hauptschlussmotors hat einen ähnlichen Verlauf wie diejenige des Nebenschlussmotors in Fig. 359.

## Dreiundzwanzigstes Kapitel.

### Die Effektverluste einer Gleichstrommaschine.

113 Verluste im Ankerkörper. — 114 Verluste im Ankorkupfer. — 115. Verluste am Kollektor. — 116 Verluste durch Erregung. — 117. Verluste durch Wirbelströme in den Polen der Feldmagnete. — 118. Mechanische Verluste.

In jeder Dynamomaschine ist die Erzeugung eines elektrischen Stromes mit einer grossen Zahl von Verlusten, magnetischer, elektrischer und mechanischer Natur verbunden. Wir unterscheiden

#### Verluste im Ankerkörper.

- a) Verlust durch Hysteresisarbeit,
- b) Verlust durch Wirbelströme,
- c) Verlust durch nicht isolirte Ankerbolzen.

#### Verluste im Ankorkupfer.

- a) Verlust durch den Ankerstrom,
- b) Verlust durch Wirbelströme.

#### Verluste am Kollektor.

- a) Uebergangsverlust unter den Bürsten,
- b) Verlust durch Wirbelströme in den Kollektorlamellen,
- c) Verlust durch mechanische Reibung der Bürsten.

#### Verluste durch Erregung.

- a) in der Nebenschlusswicklung,
- b) in der Hauptschlusswicklung,
- c) Verlust in den im Erregerstromkreis liegenden Regulirwiderständen.

Verluste durch Wirbelströme in den Polen der Feldmagnete.

#### Mechanische Verluste.

- a) Lagerreibung,
- b) Luftreibung,
- c) Verlust durch Vibration der Dynamo.

Wir wollen nun diese Verluste der Reihe nach besprechen.

## 113. Die Verluste im Ankerkörper.

a) **Hysteresisarbeit.** Dreht sich ein Cylinder aus Eisen in einem magnetischen Felde, z. B. in einem zweipoligen (Fig. 363), so werden die Eisenthailchen bald in der einen und bald in der anderen Richtung magnetisirt. Jedes kleine Eisenmolekül kann bekanntlich als ein kleiner Magnet (Elementarmagnet) betrachtet werden und würde sich deswegen, wenn es frei beweglich wäre, stets so einstellen, dass seine magnetische Axe in die Richtung der magnetischen Kraft fällt. Das Molekül  $A$  würde z. B. der Reihe nach die Stellungen  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  und  $A_4$  einnehmen, während der Cylinder eine Umdrehung ausführt.

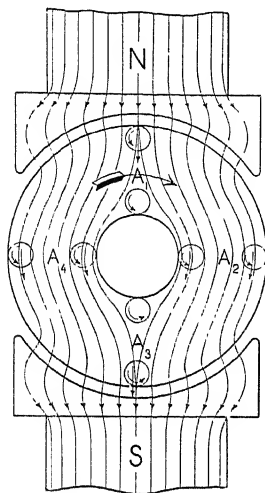


Fig. 363. Ummagnetisirung des Ankereisens einer zweipoligen Maschine.

Man sieht also, dass die einzelnen Moleküle das Bestreben haben, zu rotiren, wenn der Anker rotirt und zwar mit derselben mittleren Winkelgeschwindigkeit. — Da jedoch eine Art Reibungskräfte zwischen den einzelnen Molekülen existirt, so werden diese der magnetischen Kraft nicht vollkommen folgen können und nicht alle werden rotiren. An der Oberfläche des Cylinders ändert die Richtung der magnetischen Kraft sich am gleichförmigsten und ist in allen Lagen  $A_1$  bis  $A_4$  gross, während für die inneren Schichten die magnetische Kraft in den Lagen  $A_1$  und  $A_3$  fast vollständig verschwindet. In den äusseren Schichten wird daher eine verhältnissmässig grössere Zahl von Molekülen rotiren als in den inneren.

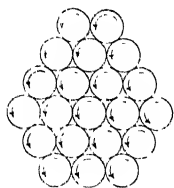


Fig. 364.  
Drehung der Eisenmoleküle.

Nimmt man an, dass die magnetische Molekulartheorie den physikalischen Vorgängen im Eisenkörper entspricht so ist es verständlich, dass durch die Ummagnetisirung des Eisencylinders während einer Umdrehung desselben Energie verbraucht wird; denn einige Moleküle rotiren, andere schwingen zwischen zwei Lagen hin und her und die Berührungspunkte der einzelnen Moleküle haben entgegengesetzte Bewegungsrichtungen, wie Fig. 364 zeigt.

Die Erscheinung, dass die Moleküle infolge einer Art Reibung nicht im Stande sind der magnetischen Kraft zu folgen, heisst man

Hysteresis, und der für die Ummagnetisierung nöthige Energieaufwand wird Hysteresisverlust genannt.

Der durch die Ummagnetisierung des Eisencylinders verursachte Energieverlust ist, wie das Experiment zeigt, abhängig von der Stärke der magnetischen Kraft. Die Abhängigkeit ist keine einfache, weil nicht allein die magnetische Kraft und die Reibungskräfte zu berücksichtigen sind, sondern auch die chemische Zusammensetzung und die physikalische Struktur des Materials.

Ist die Maschine mehrpolig (Fig. 365), so werden die Moleküle ähnliche Bewegungen ausführen wie oben beschrieben. Während

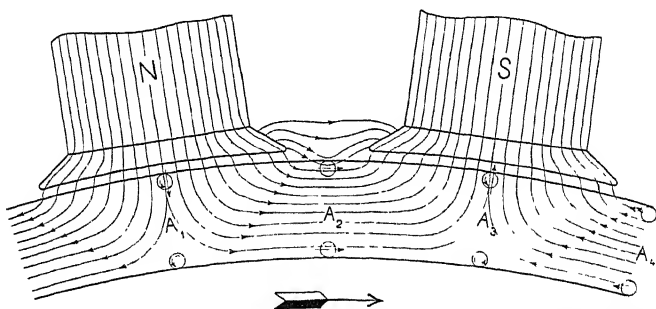


Fig. 365. Ummagnetisierung des Ankereisens einer mehrpoligen Maschine.

jeder Umdrehung passiert das Eisenmolekül  $p$  Polpaare und wird deswegen  $p$  periodische Bewegungen und Rotationen für jede Umdrehung des Ankers ausführen.

Eine andere Art der Ummagnetisierung, welche einfacher zu untersuchen ist, erhält man, wenn man einen Eisenring, wie z. B. den Anker in Fig. 363 mit Draht umwickelt und durch die so entstandene Spule einen Wechselstrom schickt. Die Moleküle werden dann stets in der Richtung der Tangenten von konzentrischen Ringen magnetisirt. Mit dem Richtungswechsel des magnetisirenden Stromes tritt auch ein Richtungswechsel der magnetisirenden Kraft ein und die Moleküle oder Elementarmagnete müssen ihre Richtung ändern. Dieser Richtungswechsel kann aber nicht plötzlich geschehen und nicht alle Moleküle sind gezwungen, sich in demselben Sinne zu drehen, sie werden deswegen zwischen zwei Endstellungen hin und her schwingen.

Aus zahlreichen Versuchen hat Steinmetz gefunden, dass bei dieser letzten Art der Ummagnetisierung, welche z. B. in dem Eisenkern eines Transformators stattfindet, der Energieverlust pro Periode und Volumeneinheit ( $\text{cm}^3$ ) angenähert gleich

$$\eta \cdot B_{max}^{1,6} \text{ Erg}$$

gesetzt werden kann, wo  $\eta$  eine für die betreffende Eisensorte konstante Grösse ist, und  $B_{max}$  die maximale Induktion bezeichnet. Wird das Eisenvolumen  $V$  in  $\text{dm}^3$  angegeben und ist  $c$  die Periodenzahl des Wechselstromes, so ist der Hysteresisverlust  $W_h$  in Watt für gute Blechsorten ( $\eta = 0,0016$ ),

$$W_h = \left(\frac{c}{100}\right) \left(\frac{B_{max}}{1000}\right)^{1,6} \cdot V \text{ Watt.}$$

In Fig. 366 ist  $\frac{1}{100} \left(\frac{B_{max}}{1000}\right)^{1,6}$  als Funktion von  $B_{max}$  aufgetragen.

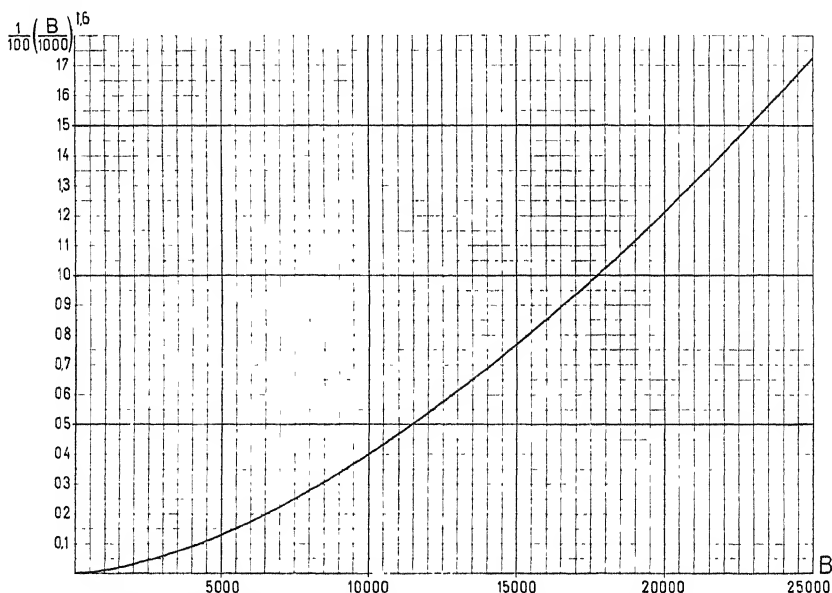


Fig. 366. Kurve zur Berechnung der Hysteresisverluste.

Bei einer Ummagnetisierung wie sie in einem rotirenden Anker stattfindet, ist jedoch die Bewegung der Moleküle eine ganz andere und deswegen wird hier die Relation zwischen  $W_h$  und  $B_{max}$  auch eine andere sein. Man nennt diese Magnetisierung die rotirende oder drehende, weil man annimmt, dass die Moleküle rotiren.

Bailey fand, dass das rotirende Feld bei niedrigen Induktionen einen etwas grösseren Hysteresisverlust verursacht als das Wechselfeld, ferner, dass bei  $B_{max} = 16000$  der Verlust ein streng bestimmtes Maximum erreiche, um bei noch höheren Induktionen ( $B_{max} = \text{ca. } 20000$ ) rapid herunterzugehen. Dies ist in voller Uebereinstimmung mit der Molekulartheorie.

Versuche, die von Herrn Dipl.-Ing. L. Bloch im Mai 1900 gelegentlich seiner Diplomarbeit in dem Laboratorium des Karlsruher elektrotechnischen Instituts über die Verluste bei drehender Hysterese mit einem glatten Anker ausgeführt wurden, ergaben sehr kleine Abweichungen von den Verlusten bei Wechselstrommagnetisierung derselben Eisensorte. Das Ergebniss dieser Untersuchungen ist in Fig. 367 dargestellt.

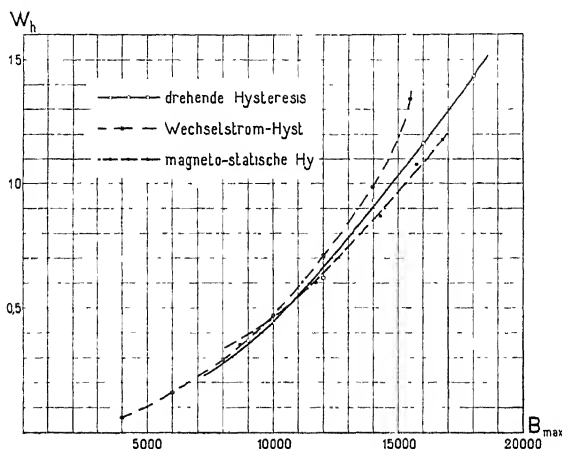


Fig. 367. Experimentell von Dipl.-Ing. L. Bloch ermittelte Hystereseverluste für verschiedene Arten der Ummagnetisierung.

Der zu dem Versuche vom Verfasser konstruierte Apparat bestand aus zwei zweipoligen Dynamomaschinen, die mit einer Spiralfeder gekuppelt waren. Die eine Maschine diente als Motor und die zweite erhielt an Stelle des Ankers nur einen glatten Eisenkern von 0,5 m/m Blech mit Papierisolation, der durch starke Fiberringe und Hülsen auf der Welle befestigt war. Das vom Motor übertragene Drehmoment wurde mittels einer Torsionsfeder, deren Verdrehung durch elektrische Kontakte genau gemessen werden konnte, bestimmt. Die Trennung der gemessenen Hysterese und Wirbelstromverluste erfolgte nach der Periodenzahl.

Dasselbe Eisen wurde nachher durch Wechselstrommagnetisierung und magneto-statische (langsame) Ummagnetisierung untersucht.

Ingenieur A. Dina (E. T. Z. 1902 S. 41) hat eingehende Untersuchungen über die Verluste bei drehender Hysterese durchgeführt und seine Resultate, die in Fig. 368 dargestellt sind, stimmen insofern mit denjenigen von Herrn Bloch überein, dass die Verluste bei den drei verschiedenen Magnetisierungsarten nicht beträchtlich von einander abweichen, und dass die Verluste bei



drehender Magnetisierung bei den höheren Induktionen kleiner sind, als die bei Wechselstrommagnetisierung.

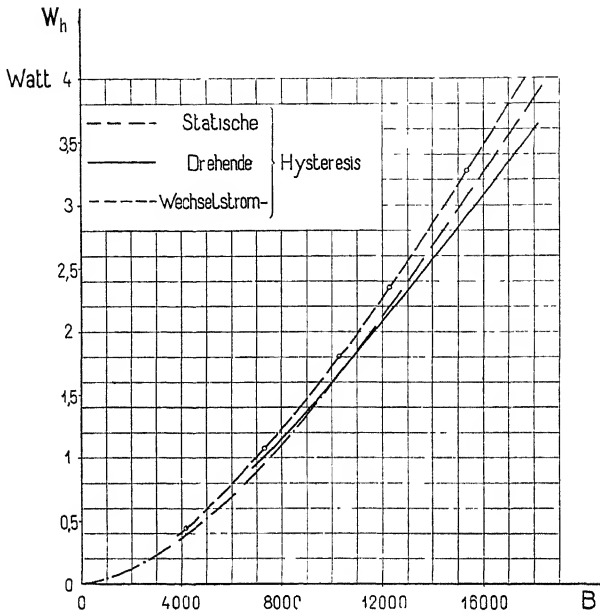


Fig. 368. Experimentell von Ing. A. Dina ermittelte Hysteresisverluste für verschiedene Arten der Ummagnetisierung.

Da diese Versuche für die drehende Magnetisierung keine erheblichen Abweichungen der Hysteresisverluste ergeben, übertragen wir das Gesetz von Steinmetz auch auf diese Hysteresis und setzen

$$W_h = \sigma \cdot \frac{c}{100} \left( \frac{B_{max}}{1000} \right)^{1,6} \cdot V \quad \text{Watt} \quad . \quad . \quad . \quad (119)$$

wo  $\sigma$  ein Mass für die Güte des Bleches ist; bei gutem Transformatorblech ist  $\sigma = 1$  oder kleiner als 1.

**Der Hysteresisverlust im Ankerkern.** Betrachten wir einen Nutenanker, so ist der Hysteresisverlust im Ankerkern und der in den Zähnen getrennt zu berechnen. Der Hysteresisverlust im Ankerkern würde sich aus der Formel

$$W_{ha} = \sigma \left( \frac{c}{100} \right) \left( \frac{B_a}{1000} \right)^{1,6} \cdot V_a \quad \text{Watt} \quad . \quad . \quad . \quad (120)$$

ergeben, wenn der Kraftfluss gleichmässig über den Kernquerschnitt vertheilt wäre.

$c = \frac{p \cdot n}{60}$  ist die Periodenzahl der Ummagnetisirung,

$B_a$  die maximale Induktion im Ankerkern und  $V_a$  das Eisen-Volumen des Kernes in  $\text{dm}^3$ .

Die Induktion vertheilt sich aber nicht vollständig gleichmässig über den ganzen Kernquerschnitt wie der folgende in der Maschinenfabrik Oerlikon ausgeführte Versuch zeigt.

An verschiedenen Stellen des Ankers (Fig. 369) sind die Messspulen I bis VI je à 10 Windungen angebracht; die an diesen Spulen gemessene Wechselstromspannung ist als Funktion des Erregerstromes in den Kurven I bis VI (Fig. 370) aufgezeichnet. In das Armatureisen wurden in axialer Richtung 3 Löcher von

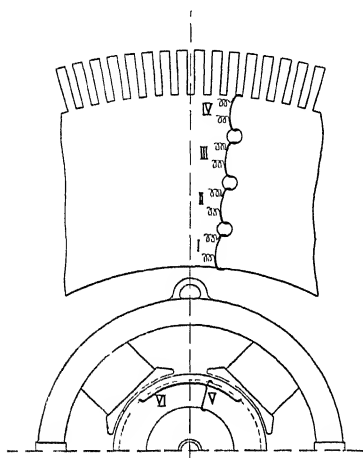


Fig. 369.

Vertheilung des Kraftflusses im Ankerkerne.

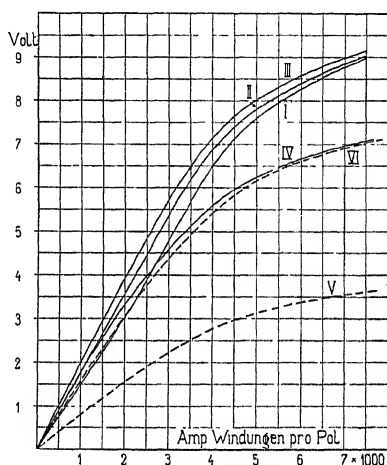


Fig. 370.

8 mm Durchmesser gebohrt und zwischen diese Löcher sind die Messspulen I bis IV gewickelt; die Spule V umschliesst den ganzen Eisenring und die Spule VI umschliesst als Trommelwindung 44 Armaturzähne. Eigenthümlich ist, dass die in der Spule IV inducirte EMK mit der Erhöhung der Feldstärke langsamer ansteigt als die in den Spulen I, II und III inducirten EMKe. Die in der Spule VI inducirte EMK ist fast doppelt so gross wie die in der Spule V inducirte EMK. Die Ordinaten dieser zwei Kurven (V u. VI) haben den 10fachen Werth des Ordinatenmassstabes.

Der Einfluss dieser ungleichförmigen Vertheilung des Kraftflusses über den ganzen Kernquerschnitt auf den Hysteresisverlust ist nicht gross und kann am einfachsten durch einen Zuschlag berücksichtigt werden.

Der Hysteresisverlust ist auch abhängig von der Art der Umagnetisierung, d. h. von der Form der Feldkurve oder von dem Verhältniss  $\alpha = \frac{\text{Polbogen}}{\text{Poltheilung}}$  und von der Form der Polspitzen. Es ist darauf zu sehen, dass die Feldkurve unter den Polspitzen nicht zu steil abfällt, was durch Abschägung der Polspitzen erreicht werden kann.

Ist der durch Wechselstrommagnetisierung und Trennung der Hysteresis- und Wirbelstromverluste nach der Periodenzahl gefundene Steinmetz'sche Koeffizient  $\eta$ , so können wir für  $\sigma$  setzen

$$\sigma = 0,9 \text{ bis } 1,1 \frac{\eta}{0,0016} \quad . \quad . \quad . \quad (121)$$

Der kleinere Werth ist bei Leerlauf und der grössere bei Vollast zu benutzen, weil hier die ungleichförmige Vertheilung des Kraftflusses über den Kernquerschnitt grösser ist.

Bezeichnen wir mit  $Q_a$  den Querschnitt des Ankerkernes, so kann angenähert der Hysteresisverlust proportional

$$B_a^{1,6} \cdot Q_a = \frac{\Phi_a^{1,6}}{Q_a^{0,6}}$$

gesetzt werden. Der Hysteresisverlust ändert sich somit bei konstantem Kraftfluss  $\Phi_a$  umgekehrt mit der 0,6ten Potenz des Eisenvolumens; d. h. die Ersparniss an Eisen wächst procentual rascher als die Zunahme des Verlustes.

**Der Hysteresisverlust in den Zähnen.** Dieser Verlust würde schwierig zu berechnen sein, wenn nicht die folgenden zwei Annahmen gemacht werden:

1. Durch jeden Querschnitt eines Zahnes geht derselbe Kraftfluss  $\Phi_{eis}$
- und
2. Das Gesetz von Steinmetz sei richtig.

Der Hysteresisverlust pro Volum-Element eines Zahnes ist also (Fig. 371)

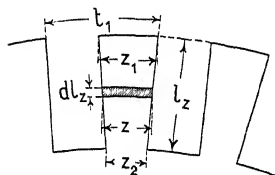


Fig. 371.

$$\eta \cdot c \cdot B^{1,6} dV_z = \eta c B^{1,6} (k_2 \cdot l) \cdot z \cdot dl_z$$

$l$  ist die totale Länge des Armatureiseins, und  $k_2$  ist der Faktor, der die Isolation zwischen den Blechen berücksichtigt.

Nun ist

$$B^{1,6} = B_{zmin}^{1,6} \cdot \left( \frac{z_1}{z} \right)^{1,6}$$

also wird der totale Hysteresisverlust pro Zahn

$$\eta c B_{zmin}^{1,6} z_1^{1,6} k_2 l \int_{z=z_2}^{z=z_1} \frac{dl_z}{z^{0,6}} = \eta c B_{zmin}^{1,6} \cdot z_1^{1,6} \cdot k_2 \cdot l \cdot \frac{z_1^{0,4} - z_2^{0,4}}{0,4} \cdot \frac{l_z}{z_1 - z_2}$$

$$= \eta \cdot c \cdot B_{zmin}^{1,6} \cdot V_{zahn} \cdot 5 \frac{1 - \left(\frac{z_2}{z_1}\right)^{0,4}}{1 - \left(\frac{z_2}{z_1}\right)^2}$$

denn das Volumen eines Zahnes ist

$$V_{zahn} = l_z \cdot \frac{z_1 + z_2}{2} \cdot l \cdot k_2.$$

Ist  $V_z$  gleich dem Volumen aller Zähne in  $\text{dm}^3$  und bezeichnet  $k_4$  die Grösse

$$k_4 = 5 \frac{1 - \left(\frac{z_2}{z_1}\right)^{0,4}}{1 - \left(\frac{z_2}{z_1}\right)^2} = f\left(\frac{z_2}{z_1}\right)$$

so wird der Hysteresisverlust aller Zähne

$$W_{hz} = \sigma \cdot k_4 \cdot \frac{c}{100} \cdot \left(\frac{B_{zmin}}{1000}\right)^{1,6} V_z \quad . \quad . \quad . \quad (122)$$

Besitzt der Anker nicht trapezförmige Zähne, sondern runde Löcher, so hat man in den Stegen folgenden Hysteresis-Verlust (Fig. 372)

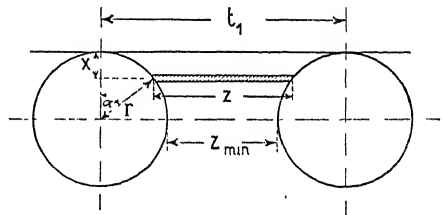


Fig. 372.

$$\int \eta \cdot c \cdot B^{1,6} dV_z.$$

Hier ist

$$z = t_1 - 2r \sin \alpha$$

$$x = r - r \cos \alpha$$

$$dx = r \sin \alpha d\alpha$$

$$V_{zahn} = k_2 l (2 t_1 r - \pi r^2)$$

$$dV_{zahn} = k_2 l z \cdot dx = \frac{V_{zahn}}{2 t_1 r - \pi r^2} z dx$$

und

$$B_1^{1,6} = B_{zmin}^{1,6} \left( \frac{t_1}{z} \right)^{1,6}.$$

Also

$$\begin{aligned} W_{hz} &= \eta c B_{zmin}^{1,6} V_z \cdot \frac{t_1^{1,6}}{2 t_1 r - \pi r^2} \int_{x=0}^{x=2r} \frac{dx}{z^{0,6}} \\ &= \eta c B_{zmin}^{1,6} V_z \frac{t_1^{1,6}}{2 t_1 r - \pi r^2} \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} \frac{r \sin \alpha d\alpha}{(t_1 - 2r \sin \alpha)^{0,6}}. \end{aligned}$$

Indem  $2r = t_1 - z_{min}$  ist, kann man  $k_4$  berechnen.

$$\text{Es ist } k_4 = \frac{t_1^{1,6}}{2 t_1 r - \pi r^2} \int_0^\pi \frac{r \sin \alpha d\alpha}{(t_1 - 2r \sin \alpha)^{0,6}} = f\left(\frac{z_{min}}{t_1}\right)$$

also bekommt man auch hier

$$W_{hz} = \sigma \cdot k_4 \cdot \frac{c}{100} \left( \frac{B_{zmin}}{1000} \right)^{1,6} \cdot V_z.$$

Der Faktor  $k_4$  ist zuerst von Dr. M. Breslauer berechnet worden, und in Fig. 373 ist  $k_4$  für trapezförmige Zähne als

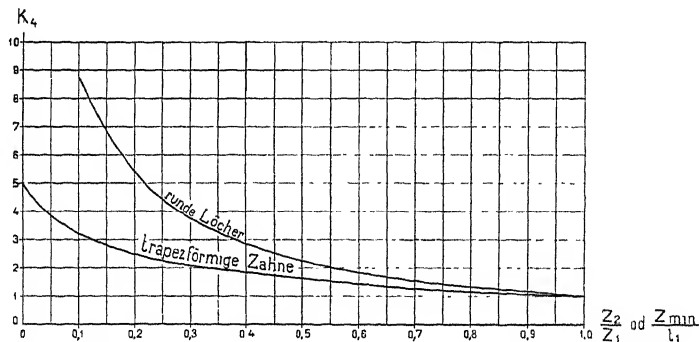


Fig. 373. Werthe des Koeffizienten  $k_4$  für die Berechnung der Hysterisisverluste der Zähne.

Funktion von  $\frac{z_2}{z_1}$  aufgetragen; diese Relation ergibt die Kurve I; die Kurve II stellt  $k_4$  für runde Löcher als Funktion von  $\frac{z_{min}}{t_1}$  dar.

Wird eine Maschine belastet, so wird die Feldkurve deformiert und man erhält unter der Austrittsseite des Polschuhes eines Gene-

rators eine grosse Feldstärke  $B_{lmax}$ , die zu einer Vergrösserung der Hysteresisverluste in den Zähnen Veranlassung giebt; denn  $B_{smin}$  wird viel grösser als bei Leerlauf. Bei einem Motor hat man die grösste Feldstärke auf der Eintrittsseite des Polschuhes. Um diese Vermehrung der Zahnverluste von Leerlauf bis Vollast so klein wie möglich zu halten, können die Polschuhe excentrisch abgedreht werden; die Verzerrung der Feldkurve ist nämlich dann ungefähr gleich gross bei Leerlauf wie bei Vollast.

b) Verlust durch Wirbelströme. Da das Ankereisen durch die Rotation im magnetischen Felde ummagnetisirt wird, wodurch die Induktion sich stetig ändert, so werden im Ankerkörper selbst EMKe inducirt, die Ströme hervorrufen, welche der Variation der Induktion entgegenwirken. Diese Ströme werden Wirbelströme oder Foucaultströme genannt und sind nach den Rechnungen von J. J. Thomson so kräftig, dass eine dicke Eisenplatte einen Wechselkraftfluss von 100 Perioden nicht besser leitet als zwei dünne Platten von je  $\frac{1}{4}$  m/m Stärke. Diese Ströme würden das Ankereisen wegen der Stromwärme derselben stark erwärmen. Aus diesen Gründen muss der ganze Ankerkörper aus lamellirtem Eisen, d. h. aus dünnen Blechscheiben, die von einander isolirt sind, zusammen-

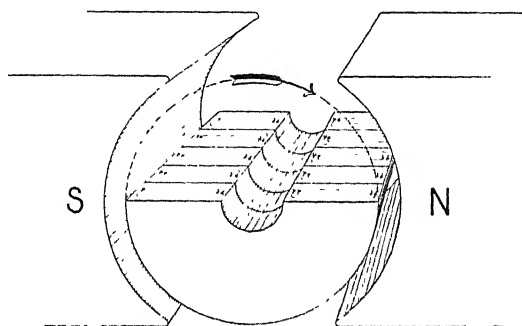


Fig. 374. Wirbelströme im Ankerkerne.

gesetzt werden. Da die inducirte EMK der Wirbelströme auf der Ebene, welche durch die Richtung der magnetischen Kraft und die Bewegungsrichtung gebildet wird, senkrecht steht, so ist die Lamellirung des Eisenkörpers parallel zu dieser Ebene auszuführen, wie Fig. 374 zeigt. Bei den Periodenzahlen, die für die Gleichstrommaschine üblich sind, genügt es, die Stärke der Bleche auf 0,5 m/m zu reduciren; bei sehr kleinen Maschinen mit grosser Periodenzahl ist es günstig, noch dünnere Bleche zu verwenden, z. B. solche von 0,3 m/m Stärke. — Die Wirbelstromverluste lassen sich nach der folgenden Formel berechnen

$$W_w = \sigma_w \left( \Delta \frac{c}{100} \cdot \frac{B_{max}}{1000} \right)^2 \cdot V \quad . \quad . \quad . \quad (123)$$

wo  $\Delta$  die Blechstärke in m/m

$c$  die Periodenzahl

und  $\sigma_w$  eine Konstante ist, die von der elektrischen Leitfähigkeit des Eisens und von der Art der Ummagnetisirung abhängig ist.

Die Leitfähigkeit des Eisens, welche sich je nach der molekularen und chemischen Beschaffenheit desselben innerhalb weiten Grenzen ändert, übt einen besonders grossen Einfluss auf  $\sigma_w$  aus.

Aus Versuchen mit Wechselstrommagnetisirung bei verschiedenen Periodenzahlen hat man gefunden, dass derjenige Teil der Verluste, der mit dem Quadrat der Periodenzahl wächst, ungefähr gleich

$$2,5 \left( \Delta \frac{c}{100} \cdot \frac{B_{max}}{1000} \right)^2 \cdot V$$

gesetzt werden kann. Der Koeffizient  $\sigma_w = 2,5$  ist aber bedeutend grösser als der aus theoretischen Berechnungen abgeleitete.

Diese Formel auf Gleichstromarmaturen angewandt, ergibt im Verhältniss zu den Hysteresisverlusten sehr kleine Werthe, weil die Periodenzahl  $c$  gewöhnlich klein ist.

Es wird z. B. für

$$\Delta = 0,5 \quad c = \frac{pn}{60} = 15 \quad \text{und} \quad B_a = 12000$$

$$W_w = 2,5 (0,5 \cdot 0,15 \cdot 12)^2 \cdot V = 2 \cdot V \quad \text{Watt}$$

oder per 100 kg Eisenblech 25 Watt.

Die Hysteresisverluste sind für  $\sigma = 2$  ( $\eta = 0,0032$ )

$$W_h = 2 \cdot 0,15 \cdot (12)^{1,6} \cdot V = 16 \cdot V \quad \text{Watt.}$$

Im Ankerkörper treten aber ausser diesen Wirbelstromverlusten noch andere auf:

Erstens entsteht in den massiven Theilen des Ankers, welche die Ankerbleche zusammenhalten, ein zusätzlicher Wirbelstromverlust. Dieser Theil wird um so grösser sein, je mehr die Bauart der Maschine den Eintritt eines magnetischen Kraftflusses in die massiven Theile des Ankers begünstigt.

Ferner entstehen Wirbelströme in den inneren Metalltheilen einer Ringarmatur; denn die inneren Ankerleiter erzeugen ein Feld, dessen Axe mit der Bürstenlage  $n-n'$  zusammenfällt, und das im Raume feststeht (siehe Fig. 375). In diesem Felde rotiren die massiven Theile des Ankers. — Der Ankerstern muss daher aus nicht magnetisirbarem Metall gemacht werden, damit die In-

tensität des inneren Feldes nicht zu gross wird. Dieser Verlust wächst mit der Belastung. Bei Trommelankern tritt er nicht auf.

Zweitens wird durch das Abdrehen der Armaturbleche und das Fräsen und Feilen der Nuten die Isolation zwischen den benachbarten Blechen am äusseren Rande derselben zerstört, so dass die ganze Armatur als mit einem sehr dünnen, siebartig durchlöcherten Eisenmantel bedeckt angesehen werden kann. Der Wattverlust, welcher bei der Rotation eines solchen Ankerkörpers im magnetischen Felde entsteht, kann erheblich ausfallen, besonders, wenn stumpfe Drehstähle oder ungenügend geschärfte Fräser verwendet wurden. Schmale und tiefe Nuten erhöhen, wegen ihrer grossen Oberfläche, den Verlust.

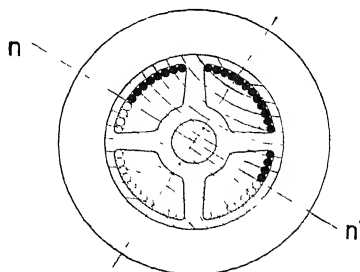


Fig. 375. Wirbelströme im Ankersterne bei Ringankern.

Das Stanzen der Nuten ohne nachträgliches Feilen oder Fräsen verdient daher den Vorzug. Wenn das Fräsen der Nuten trotzdem geübt wird, so ist das durch die billigere Herstellung einer sauberen, glatten Nut zu erklären.

Die durch ungenügende Isolation der Bleche verursachten Wirbelstromverluste sind ausser von dem Quadrate der Periodenzahl und dem Quadrate der Feldstärke auch von der Länge der Armatur, bzw. von der Länge, auf welcher die Isolation unterbrochen ist, abhängig. Es ist deshalb bei gefrästen Nuten zweckmässig, etwa in Entfernungen von 2 bis 3 cm dickere Papierscheiben zwischen die Ankerbleche zu legen.

Nach einer Mittheilung von Parshall und Hobart<sup>1)</sup> hat das Fräsen der Nuten in gewissen Fällen den Eisenverlust auf das Dreifache

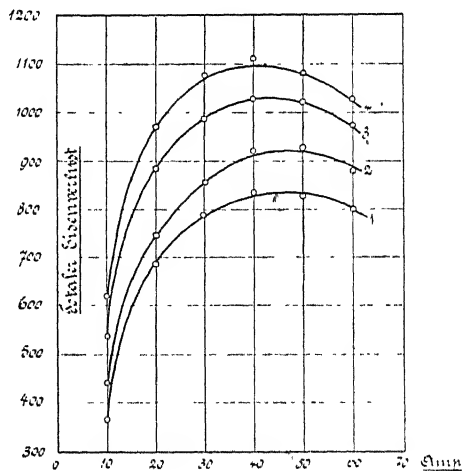


Fig. 376. Eisenverluste eines Ankers in verschiedenen Stadien der Bearbeitung.

<sup>1)</sup> Engineering 1898. Vol. LXVI, Seite 6.



des ursprünglichen erhöht. Sogar leichtes Feilen erhöht den Verlust beträchtlich. Versuche mit dem Anker eines Strassenbahnmotors in verschiedenen Stadien der Fabrikation ergaben die in Fig. 376 dargestellten Resultate. Die Erregerstromstärken des Feldes sind als Abscissen, die Eisenverluste in Watt als Ordinaten aufgetragen.

Kurve 1 wurde erhalten nach dem Stanzen.

„ 2 „ „ nachdem die Nuten mittels Durchziehen eines Werkzeuges gerichtet worden.

„ 3 „ „ nachdem die Nuten leicht gefeilt worden waren.

„ 4 „ „ nach dem Bewickeln des Ankers.

Drittens entstehen Verluste durch die in den Kupferdrähten des Ankers inducirten Wirbelströme.

In Fig. 376 werden diese Verluste durch die Differenz der Kurven 3 und 4 dargestellt. Wie die Ankerwicklung ausgeführt werden muss, um diese Verluste auf einen möglichst geringen Betrag zu vermindern, wird auf Seite 473 erörtert.

Wie aus den Feldkurven ersichtlich, wird bei konstanter Klemmenspannung infolge der quermagnetisirenden Wirkung des Ankers die maximale Induktion an einzelnen Stellen im Ankereisen erhöht. Die Hysteresis- und Wirbelstromverluste, welche von der maximalen Induktion abhängig sind, müssen daher zunehmen. Da bei konstanter EMK der gesammte magnetische Kraftfluss konstant bleibt, so wird nur der Theil des Ankereisens, durch welchen der örtlich verstärkte Kraftfluss eintritt, also hauptsächlich die äussere Eischicht und die Zähne bei Nutenankern, magnetisch höher beansprucht. Die Erhöhung der Wirbelstrom- und Hysteresisverluste im Ankerkern durch die Quermagnetisirung ist der Berechnung schwer zugänglich; dagegen ist die Erhöhung dieser Verluste in den Zähnen leicht zu berechnen, indem die maximale Induktion  $B_{lmax}$  im Luftzwischenraum mittelst der Uebertrittscharakteristik ermittelt werden kann; aus dieser folgt dann wieder der Maximalwerth für  $B_{zmin}$ .

Da nicht genügende Versuche über die Wirbelstromverluste in Gleichstromarmaturen vorliegen, lassen diese sich am besten nach den folgenden Formeln rechnen.

Die Wirbelstromverluste im Kern sind

$$W_{wa} = \sigma_w \left( 4 \frac{c}{100} \cdot \frac{B_a}{1000} \right)^2 V_a \text{ Watt} \quad . \quad . \quad . \quad (124)$$

und die Wirbelstromverluste in den Zähnen sind

$$W_{wz} = \sigma_w k_5 \left( 4 \frac{c}{100} \cdot \frac{B_{zmin}}{1000} \right)^2 V_z \quad \text{Watt} \quad . \quad (125)$$

wo der Faktor  $k_5$  sich in ähnlicher Weise wie  $k_4$  berechnen lässt; man findet für trapezförmige Zähne

$$k_5 = \frac{2}{1 - \left( \frac{z_2}{z_1} \right)^2} \ln \cdot \left( \frac{z_1}{z_2} \right) \quad \text{oder}$$

$$k_5 = \frac{4,6}{1 - \left( \frac{z_2}{z_1} \right)^2} \cdot \log \cdot \left( \frac{z_1}{z_2} \right)$$

In Fig. 377 ist  $k_5$  als Funktion von  $\left( \frac{z_2}{z_1} \right)$  aufgetragen.

Der Koeffizient  $\sigma_w$  ist in hohem Grade abhängig von der Bearbeitung des Ankers und von der ganzen Bauart desselben.

In der Praxis wird es zweckmässig sein, diesen Koeffizienten für die verschiedenen Maschinengrössen und Typen experimentell zu bestimmen, obwohl derselbe für die gleiche Maschine in verschiedener Ausführung noch erheblich schwanken kann.

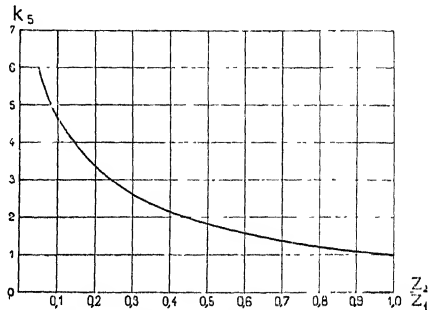


Fig. 377. Werthe des Koeffizienten  $k_5$  zur Berechnung des Wirbelstromverlustes der Zahne.

Bei bearbeiteten Ankeroberflächen erhält man, wenn die Wirbelstromverluste in den Polschuhen nicht erheblich sind,

$$\sigma_w = 10 \text{ bis } 15,$$

d. h. den 4 bis 6fachen Werth von demjenigen bei Transformatoren. Bei unbearbeiteter Oberfläche und richtiger Konstruktion der Maschine kann derselbe auf 4 bis 5 herunter gehen; er kann jedoch bei fehlerhaften Konstruktionen viel grösser und zwar bis 20 und 30 werden. — Bei kleinen Maschinen ist  $\sigma_w$  grösser als bei grossen Maschinen.

Hie und da kommt es vor, dass Maschinen bei einer gewissen Tourenzahl anfangen zu brummen oder zu heulen. Dieser Uebelstand scheint mit grossen örtlichen Wirbelstromverlusten zusammen zu hängen und kann oft durch eine grössere Abschrägung der Polschuhe durch Vergrösserung des Luftspaltes oder durch Vergrösserung der Polschuhe beseitigt werden.

c) Verlust durch nicht isolirte Ankerbolzen. In den Bolzen, welche das Eisen des Ankers durchqueren, wird eine EMK von der Periodenzahl  $\frac{p n}{60}$  inducirt. Sind die Bolzen nicht isolirt, so entsteht in denselben ein Wechselstrom, der sich durch die Endplatten schliesst. Der durch diese Ströme verursachte Effektverlust lässt sich wie folgt berechnen (siehe Fig. 379).

$B_a$  Induktion im Ankereisen.

$l$  Ankerlänge in cm.

$\Phi_1$  der vom Ankerbolzen auf seinem Wege von Mitte bis Mitte Pol geschnittene Kraftfluss.

$J_b$  die im Bolzen inducirte Stromstärke.

$\Phi_2$  der vom Strom  $J_b$  erzeugte Kraftfluss.

$R_b$  der ohmische Widerstand des Bolzens.

$\mu$  die Permeabilität des den Bolzen umgebenden Eisens.

$$\Phi_1 = B_a \cdot h \cdot l$$

Da  $R_b J_b$  klein gegen die EMK der Selbstinduktion und senkrecht zu derselben ist, so darf die inducirte EMK gleich der EMK der Selbstinduktion oder

$$\Phi_1 = \Phi_2$$

gesetzt werden (Fig. 378).

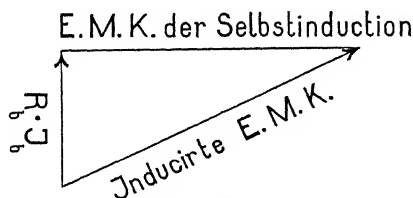


Fig. 378.

Nun ist für einen sehr dünnen, den Bolzen umgebenden Cylinder von der Stärke  $dr$ , dem Radius  $r$  und der Länge  $l$

$$d\Phi_2 = \frac{J_b \cdot \sqrt{2}}{0,8 \cdot 2\pi r} \cdot \frac{1}{\mu} = \frac{J_b \cdot \sqrt{2}}{1,6\pi r} \cdot l \cdot \mu \cdot dr;$$

zwischen  $\frac{d}{2}$  und  $r$  integrirt

$$\Phi_2 = 0,65 J_b \cdot l \cdot \mu \cdot \log \frac{2r}{d} = B_a \cdot h \cdot l$$

oder

$$J_b = \frac{B_a \cdot h}{0,65 \cdot \mu \cdot \log \frac{2r}{d}}$$

Der Wattverlust eines Bolzens ist  $= R J_b^2$

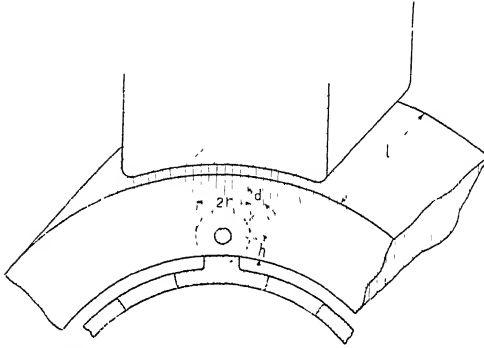


Fig. 379. Induktion von Strömen in nicht isolierten Ankerbolzen.

Ist z. B.  $B_a = 14000$ ;  $\mu = 1000$ ;  $h = 5$  cm;  $l = 30$  cm;  $d = 2,5$  cm;  $r = 5$  cm, so wird

$$J_b = \frac{14000 \cdot 5}{0,65 \cdot 1000 \cdot 0,6} = 194 \text{ Amp.}$$

$$R = 0,1 \cdot \frac{0,3 \cdot 4}{25^2 \cdot 3,14} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ Ohm}$$

$$R J_b^2 = 2,25 \text{ Watt.}$$

Der Verlust ist also nicht gross. Je kleiner  $h$  ist, um so kleiner ist der Verlust.

Sind die Bolzen nicht nahe am inneren Blechrande, so entsteht noch eine Erhöhung des Hysteresisverlustes, indem der Kraftfluss nach aussen gedrängt und die Induktion dort im Ankereisen erhöht wird. In einem solchen Falle sind die Bolzen sorgfältig zu isolieren.

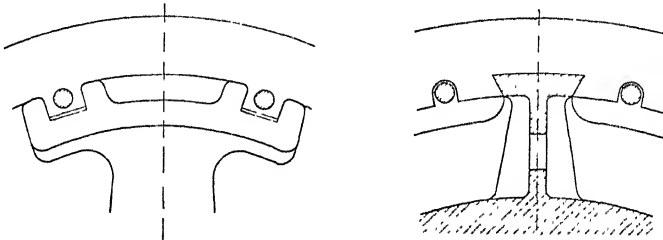


Fig. 380 und 381. Verschiedene Anordnung von Ankerbolzen.

Die Figuren 380 und 381 zeigen zwei Konstruktionen mit nicht isolirten Bolzen; diese sind deswegen sehr nahe am inneren Blechrande durchgeführt. Schuckert & Co. hat die Konstruktion in Fig. 382 viel benutzt; die Bolzen sind aus Bronze und gut isolirt.

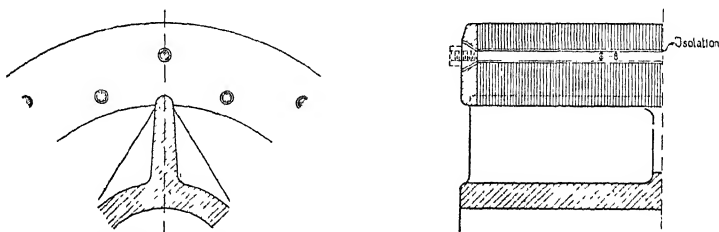


Fig. 382. Verschiedene Anordnung von Ankerbolzen.

Bei nicht isolirten Bolzen, die nahe am Blechrande sind, kann man als nutzbaren Kernquerschnitt nur den Theil rechnen, der zwischen den Nuten und den Bolzenmitten liegt.

#### 114. Verluste im Ankerkupfer.

a) Verluste durch den Ankerstrom. Bezeichnet  $l_a$  in cm die halbe Länge einer Windung bei Trommelankern und die ganze Länge einer Windung bei Ringankern, so ist  $N \cdot l_a$  die gesammte Länge des Ankerdrahtes. Die Ankerwicklung hat  $2a$  Stromzweige und ist somit in Bezug auf den ohmschen Widerstand äquivalent einem Kupferleiter von der Länge  $\frac{N}{100} \cdot \frac{l_a}{2a}$  Meter und von dem Querschnitte  $2a \cdot q_a \text{ mm}^2$ , woraus sich der Widerstand der Ankerwicklung  $R_a$  ergibt

$$R_a = \frac{N}{100} \cdot \frac{l_a}{2a} \cdot \frac{\varrho}{2a q_a} = \frac{N}{(2a)^2} \cdot \frac{l_a \cdot \varrho}{100 q_a}$$

$\varrho$  ist der spezifische Widerstand des Kupfers und kann gleich

$$\varrho = 0,0175 (1 + 0,004 T_a) = \frac{1 + 0,004 T_a}{57} \text{ Ohm}$$

gesetzt werden;  $T_a$  ist die Temperaturerhöhung des Armaturkupfers über die Lufttemperatur von ca.  $15^\circ$  Celsius.

Also

$$R_a = \frac{N}{(2a)^2} \cdot \frac{l_a (1 + 0,004 T_a)}{5700 q_a} \text{ Ohm} \quad . \quad . \quad . \quad (126)$$

Der Spannungsverlust im Anker ist

$$J_a \cdot R_a \text{ Volt}$$

und der Wattverlust durch Stromwärme ist gleich

$$W_{ka} = J_a^2 \cdot R_a \text{ Watt} \quad . \quad . \quad . \quad (127)$$

Dieser Wattverlust ist berechnet unter der Annahme, dass der Strom  $J_a$  sich gleichmässig auf alle  $2a$  parallelgeschaltete Stromzweige vertheilt. Wir haben gesehen, dass dies nicht immer der Fall ist; durch Anordnung von Aequipotentialverbindungen wird aber doch eine gleichmässige Vertheilung erreicht. Die Verluste, die durch eine ungleichmässige Stromvertheilung hinzukommen würden, oder die, welche in den Aequipotentialverbindungen auftreten, sind verhältnissmässig klein und rechnerisch schwierig zu bestimmen.

b) Verlust durch Wirbelströme. Wenn sich ein Kupferstab in einem gleichförmigen magnetischen Felde bewegt, wie die Stäbe  $b$  und  $c$  (Fig. 383), so werden keine Wirbelströme in denselben entstehen, solche treten aber auf, wenn das Feld ungleichförmig ist und infolgedessen auf der einen Seite des Stabquerschnittes eine grössere EMK inducirt wird, als auf der andern.

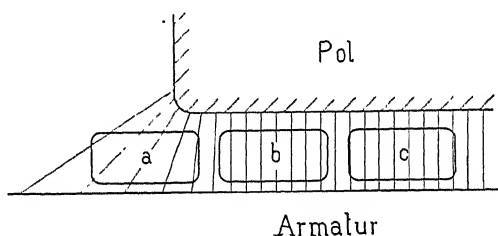


Fig. 383. Induktion von Wirbelströmen in den Ankerleitern.

Ist das Ankereisen glatt, so ist die Feldstärke unter dem Polschub fast konstant, weshalb hier im Kupfer keine Wirbelströme entstehen (Stäbe  $b$  und  $c$ , Fig. 383). Unter den Polecken nimmt dagegen die Feldstärke ab, und an dieser Stelle (Stab  $a$ , Fig. 383) werden in massiven Kupferleitern von beträchtlichem Querschnitte starke Wirbelströme entstehen können. Um diese zu vermindern, ist es nothwendig, starke Kupferquerschnitte aus mehreren parallelen Drähten oder aus Kabeln, deren Querschnitt durch Pressen in die gewünschte Form gebracht werden kann, herzustellen. Eine besondere Isolation ist für die parallel geschalteten Drähte nicht erforderlich, da die Oxydschicht derselben den kleinen EMKen der Wirbelströme schon einen genügenden Widerstand bietet. — Ferner sind die Polspitzen so zu gestalten, dass die Feldstärke sich nur allmählich ändert.

Bei den Nutenankern liegen die Verhältnisse etwas anders. Sind die Zähne schwach gesättigt, so ist die Feldstärke im unteren Theil der Nut nahezu Null, im oberen Theil haben wir dagegen (siehe Seite 209) eine seitliche Ausbreitung des von den Zähnen ausgehenden Kraftflusses. Bei einer starken Sättigung der Zähne, wie es gewöhnlich der Fall ist, hat man auch in dem unteren Theil der Nut grössere Feldstärken, weil hier infolge der Verengung des Zahnquerschnittes der Kraftfluss wieder aus den Zähnen austritt, während in der Mitte das schwächste Feld vorhanden ist.

Bei den Nutenankern wird daher die Grösse der Wirbelstromverluste in einem Leiter auch von dessen Lage in der Nut abhängen. Bei grossen Zahnsättigungen sind starke Leiterquerschnitte zu vermeiden, und es ist günstig, wenn die massiven Leiter einige mm vom Ankerumfang entfernt in der Nut liegen. Die Polspitzen sollen gut abgerundet oder abgeschrägt werden.

Die Differenz der Ordinaten der Kurven 3 und 4 der Fig. 376 stellt diese Wirbelstromverluste in den Ankerdrähten eines genuteten Trammotorankers dar.

Die Wirbelströme können stets unschädlich gemacht werden durch richtige Formgebung der Polspitzen, richtige Konstruktion der Nuten und richtige Wahl der Ankerdrähte. Bei glatten Armaturen sollen massive Leiter von einer grösseren Breite als 5 mm nicht angewendet werden. Bei grösserer Breite derselben sind die Leiter lamellirt oder aus Kabel herzustellen. Bei Nutenankern ist es günstig, alle Stäbe, die mehr als 4 bis 5 mm stark sind, aus zwei oder mehr parallelen Stäben herzustellen.

Folgender Versuch, dessen Daten die A.-G. Brown, Boveri & Co. freundlichst zur Verfügung gestellt hat, giebt einen Anhaltspunkt für die Grösse der Wirbelstromverluste in den Armaturleitern. In der Figur 384 ist ein Bild der vierpoligen Maschine, an welcher der Versuch ausgeführt wurde, dargestellt. Die Maschine leistet 250 KW bei 315 Touren; die Induktion im Luftzwischenraume ist 11000 und in den Zähnen 22000. Die Ankerleiter der oberen Lage bestehen aus gepressten Kabeln à 37 Kupferdrähte je 1,3 mm stark; die Leiter der unteren Lage bestehen aus massivem Kupferdrahte 4,5 · 16 mm.

Es wurde bei normaler Leerlauferregung gemessen.

Obere Lage: Massiv-Kupfer: Verlust = 4 KW

Untere Lage: Massiv-Kupfer: Verlust = 2 KW

Obere Lage: Kupfer-Kabel: Verlust = 1,2 KW

Eine Lage Massiv-Kupfer in halber Höhe der Nut: Verlust = 3 KW





### 115. Die Verluste am Kollektor.

a) Die Uebergangswiderstände von Kupfer- und Kohlenbürsten. Um den Watt-Verlust, der beim Uebergange des Stromes vom Kollektor zu den Bürsten auftritt, berechnen zu können, ist eine genaue Kenntniss des Uebergangswiderstandes nothwendig. Als Uebergangswiderstand bezeichnen wir den Quotienten aus Potentialdifferenz zwischen Bürste und Kollektor — und der jeweils übertragenen Stromstärke. Derselbe wird bedingt durch eine Reihe von Faktoren. Er hängt ab:

Von der Stromdichte der Kontaktfläche der Bürste.

Von der Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors.

Vom Auflagedruck der Bürsten.

Vom Material der Bürsten, der Oberflächenbeschaffenheit der Bürsten und des Kollektors, ferner von der Lamellenzahl, vom Gewicht und der Federung des Bürstenhalters, von der Vibration der Maschine und dem Unrundlaufen des Kollektors.

Ueber diesen Gegenstand existiren schon verschiedene Arbeiten. Diejenigen, die für dieses Kapitel in Betracht gezogen wurden, sind:

1. Der Uebergangswiderstand von Kohlen- und Kupferbürsten und die Temperaturerhöhung des Kollektors. Von E. Arnold.

E. T. Z. 1899, Seite 5.

2. Die günstigste Dimensionirung von Stromabnehmern bei Schleifringen und Kollektoren. Von G. Dettmar.

E. T. Z. 1900, Seite 420.

3. Die Doktorarbeit von M. Kahn: Der Uebergangswiderstand verschiedener Sorten von Kohlenkontakten.<sup>1)</sup>

Da die Kupferbürsten aus früher angegebenen Gründen (Seite 362) heute nicht mehr so viel Verwendung finden, so werden die Versuchsergebnisse für dieselben nur kurz angegeben, dagegen der Uebergangswiderstand bei Kohlenbürsten eingehender behandelt. Bei allen nun folgenden Kurven und Versuchsdaten bezieht sich der Uebergangswiderstand stets auf  $1 \text{ cm}^2$  Kontaktfläche und wird mit  $R_k$  bezeichnet.

#### 1. Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes $R_k$ der Kupferbürsten von der Stromdichte.

Unter Stromdichte versteht man den Quotienten aus Strom und Querschnitt, durch welchen der Strom fließt.

<sup>1)</sup> Der experimentelle Theil ist im elektrotechnischen Institut der technischen Hochschule Karlsruhe ausgeführt worden.

Dauerversuche haben ergeben, dass mit zunehmender Stromdichte der Uebergangswiderstand  $R_k$  anfangs konstant bleibt und von circa 5 bis 6 Amp. pro  $\text{cm}^2$  an abnimmt. (Siehe Fig. 385.)

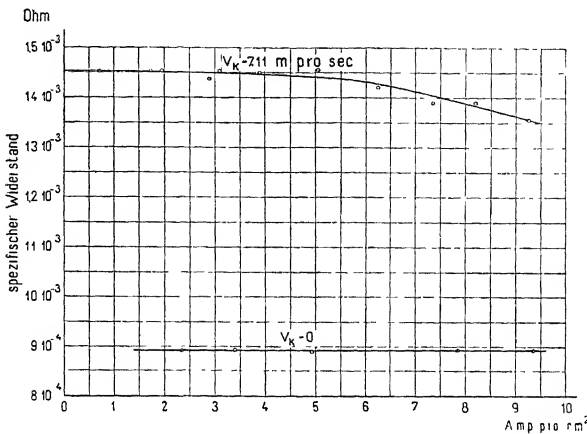


Fig. 385. Uebergangswiderstand von Kupferbürsten in Abhängigkeit von der Stromdichte.

## 2. Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes $R_k$ der Kupferbürsten von der Umfangsgeschwindigkeit.

Bei kleinen Stromdichten steigt der Widerstand anfangs sehr rasch und bleibt für Geschwindigkeiten von 2 m/sec an konstant. Für grössere Stromdichten stellt sich ein konstanter Uebergangswider-

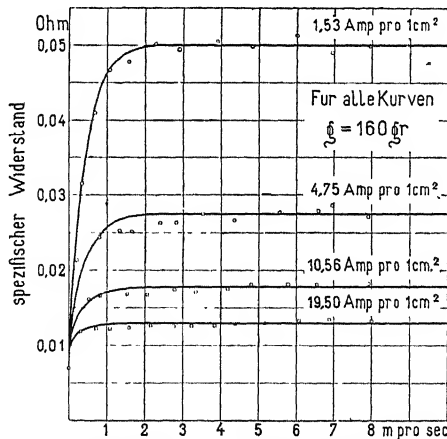


Fig. 386. Uebergangswiderstand von Kupferbürsten in Abhängigkeit von der Kollektorgeschwindigkeit.

stand schon früher ein (siehe Fig. 386). Der Auflagedruck  $g$  pro  $\text{cm}^2$  war bei allen Versuchen konstant und  $= 160$  gr.

### 3. Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes $R_k$ der Kupferbürsten von dem Auflagedruck.

Wie aus Fig. 387 ersichtlich ist, nimmt derselbe mit Grösserwerden des Auflagedruckes ab.

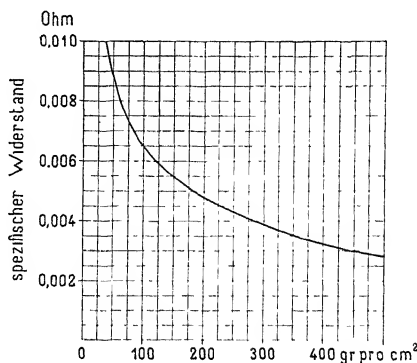


Fig. 387. Uebergangswiderstand von Kupferbürsten in Abhängigkeit vom Auflagedruck.

### 4. Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes $R_k$ der Kohlenbürsten von der Stromdichte.

Bei konstanter Tourenzahl und konstantem Auflagedruck nimmt der Uebergangswiderstand fast umgekehrt proportional der Stromdichte ab. In Fig. 389 ist für weiche und harte Kohlenarten diese Abhängigkeit bei verschiedenen Tourenzahlen dargestellt. Das Sinken des Uebergangswiderstandes  $R_k$  lässt sich auf folgende Ursachen zurückführen:

An der Uebergangsstelle wird die Stromarbeit  $W_u$  und die Reibungsarbeit in Wärme umgesetzt, die zum Theil an den Kollektor übergeht, und infolgedessen die Temperatur desselben erhöht. Die gemachten Beobachtungen weisen nun darauf hin, dass der Uebergangswiderstand von der Temperatur abhängig ist; denn bei einer Aenderung der Stromdichte ist der Widerstand, der sich sofort nach Einstellung einer neuen Stromdichte ergibt, von der vorhergehenden abhängig; er ändert sich dann langsam und stetig, bis er bei einem der betreffenden Stromdichte zugehörigen Endwerth konstant bleibt. Bei einem Uebergang von höheren Stromdichten zu niedrigeren ist der Anfangswerth niedriger als der Endwerth, beim Uebergang von niedriger zu hoher grösser. Dieser Endwerth ist jedoch für beide Fälle gleich, so dass man für jede Stromdichte nur einen Werth erhält. Die Aenderungen sind um so stärker, je grösser der Sprung der Stromdichte ist. Die Temperatur an der Ueber-

gangsstelle ist abhängig von der Kollektortemperatur (die sich mit der Stromdichte verändert) und der unter der Bürste in Wärme umgesetzten Energie  $W_u$ . Wenn nun die Stromdichte abnimmt, so sinkt mit ihr  $W_u$ , was die sofortige Zunahme des Uebergangswiderstandes bewirkt. Die Temperatur des Kollektors, welche der neuen Stromdichte entspricht, ist kleiner als die vorhergehende. Deshalb wird sich der Kollektor allmählich abkühlen, und somit der Uebergangswiderstand noch langsam ansteigen, bis sich eine konstante Kollektortemperatur eingestellt hat. Das Umgekehrte

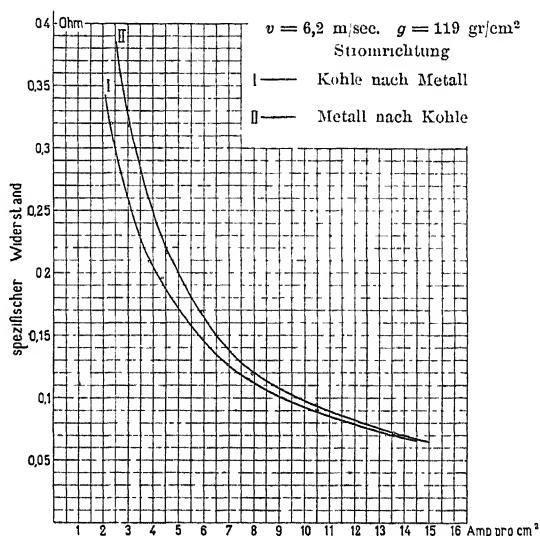


Fig. 388. Uebergangswiderstand von Kohlenbürsten in Abhängigkeit von der Stromdichte bei verschiedener Stromrichtung.

wird beim Uebergang von niederen Stromdichten zu höheren eintreten. Zuerst fällt  $R_u$  sehr rasch, wegen der Vergrößerung von  $W_u$ , ausserdem steigt die Kollektortemperatur langsam an bis zu einem der neuen Stromdichte entsprechenden Werthe. Bis dieser Werth erreicht ist, wird der Widerstand stetig und langsam abnehmen. Dass die Temperatur des Kollektors von Einfluss auf den Uebergangswiderstand ist, kann dadurch leicht nachgewiesen werden, dass man den Kollektor durch eine Spiritusflamme erhitzt. Mit zunehmender Erwärmung tritt ein merkliches Sinken des Uebergangswiderstandes ein.

Es ist ferner noch konstatiert worden, dass bei grösseren Stromdichten die Kohlentheilchen sich leichter abschleifen als bei kleineren, was den Kontakt zwischen Kohle und Kollektor wesentlich verbessert.

Wie früher erwähnt, hat Herr Kahn in seinen Untersuchungen die interessante Thatsache gefunden, dass unter denselben Bedingungen der Uebergangswiderstand bei der Stromrichtung von Kohle zum Kollektor kleiner ist als vom Kollektor zur Kohle. In Fig. 388 sind die Widerstände für dieselbe Kohle bei verschiedener Stromrichtung graphisch aufgetragen.

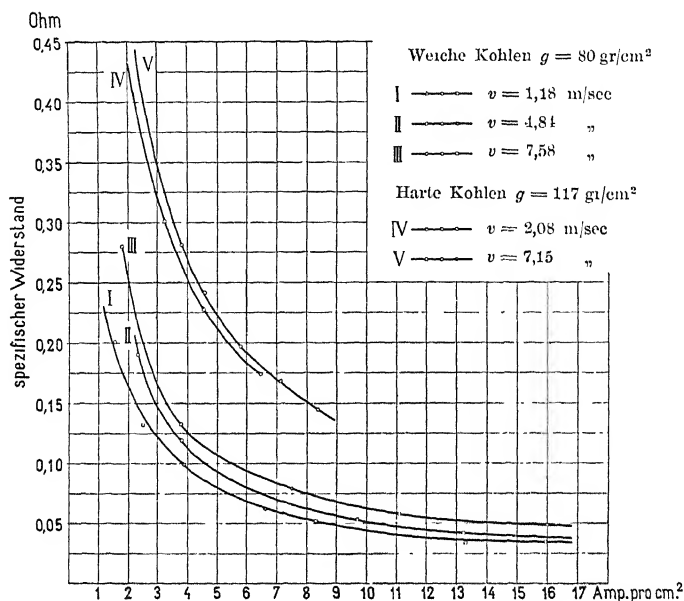


Fig. 389. Uebergangswiderstand von harten und weichen Kohlen in Abhängigkeit von der Stromdichte bei verschiedenen Geschwindigkeiten.

Fig. 389 giebt die Widerstände von harten und weichen Kohlenarten in Abhängigkeit von der Stromdichte. Hieraus ersieht man, dass der Uebergangswiderstand bei harten Kohlenarten grösser ist als bei weichen, wenn Umfangsgeschwindigkeit, Auflagedruck pro cm<sup>2</sup> und Stromdichte gleich gross sind. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich der, dass die Kohlentheilchen bei den harten Kohlenarten sich nicht so leicht abschleifen lassen, als wie bei den weichen und dadurch nicht den guten Kontakt haben, wie die weichen Kohlenarten.

Bei zu hoher Stromdichte steigt der Widerstand plötzlich, ohne dass die Stromdichte geändert wurde. Das Voltmeter, das die Spannung zwischen Kollektor und Bürste anzeigt, fängt an hin- und herzuschwanken und es stellt sich kein konstanter Werth mehr ein.

Diese Belastungsgrenze liegt bei härteren Kohlensorten zwischen 9 und 11 Ampère pro  $\text{cm}^2$ , je nach dem Auflagedruck und der Umfangsgeschwindigkeit, bei weichen Kohlensorten dagegen bedeutend höher ca. 12—15 Ampère pro  $\text{cm}^2$ . Die Firma Le Carbone giebt für ihre weichen Kohlenbürsten (Qualität X) eine Belastungsfähigkeit von 15—20 Ampère pro  $\text{cm}^2$  an und theilt zugleich mit, dass in Levallois-Perret eine Maschine mit 22,5 Amp. pro  $\text{cm}^2$  tadellos funktionire.

Parshall und Hobart veröffentlichen in ihrem Buche: Electric Generators, Seite 280, eine Versuchsreihe für Graphitbürsten, die einen etwas grösseren Widerstand als die Kohlenbürsten bei derselben Stromdichte aufweisen, dafür aber belastungsfähiger sind.

Die Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes von der Stromdichte lässt sich mit grosser Annäherung durch die Formel

$$R_k = \frac{\alpha}{s_u} + \beta$$

ausdrücken, wo  $\alpha$  und  $\beta$  Konstante sind, die vom Material und dem Auflagedruck abhängen. Der Werth von  $\beta$  ist verschwindend klein, für die verschiedenen Kohlensorten schwankt er zwischen 0 und 0,05; deshalb dürfen wir ihn vernachlässigen; in diesem Falle wird  $\alpha$  gleich der Potentialdifferenz zwischen Kohle und Kollektor, die wir mit  $P_g$  bezeichnen wollen.

$$R_k = \frac{P_g}{s_u}$$

Die Versuche haben für  $P_g$  der verschiedenen Kohlensorten folgende Werthe ergeben:

Le Carbone (Qualität X) weichste Sorte	0,45—0,6 Volt
gewöhnliche weiche „	0,7 —1,0 „
härtere „	1,0 —1,2 „
sehr harte „	1,2 —1,5 „

Wenn wir den spezifischen Uebergangswiderstand bei sehr kleinen Stromdichten untersuchen, bei welchen die Stromwärme gegenüber der durch die Bürstenreibung erzeugten Wärme verschwindend ist, so konstatiren wir beim Verändern des Stromes eine ganz bedeutende Variation des spezifischen Uebergangswiderstandes (siehe Fig. 390).

Diese Erscheinung lässt sich nun nicht mehr durch Wärmewirkung erklären, weil die Stromwärme nicht in Betracht kommen kann, sondern wir müssen annehmen, dass noch eine andere Ursache auf die Aenderung der Potentialdifferenz an der Kontaktstelle einwirkt. Welcher Art dieselbe ist, konnte nicht nachgewiesen

werden. Für diese kleinen Stromdichten ist  $P_g$  nicht mehr konstant, sondern nimmt ab, wenn die Stromdichte sinkt. Sobald der Strom

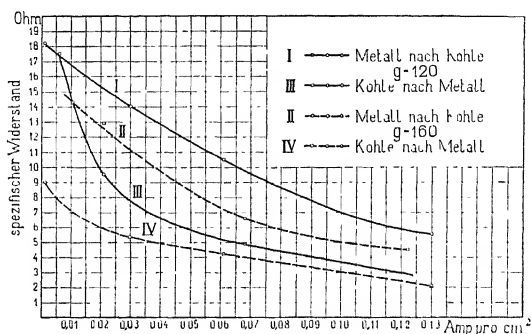


Fig. 390. Uebergangswiderstand bei sehr kleinen Stromdichten.

0 wird, so verschwindet jede Potentialdifferenz zwischen Bürste und Kollektor.

## 5. Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes von Kohlenbürsten von der Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors.

Die diesbezüglichen Untersuchungen liessen keinen bestimmten Zusammenhang erkennen, da derselbe zu sehr von der Kohlensorte, der Beschaffenheit des Kollektors (ob er genau rund läuft oder nicht), abhängt. Für einige Kohlensorten hat sich gezeigt, dass der Uebergangswiderstand für eine Geschwindigkeit von 1 bis 7 m/sec. nahezu konstant bleibt und dann wieder etwas abfällt; für andere Kohlensorten ergab sich eine langsam, aber stets ansteigende Kurve und bei dritten Kohlensorten ist überhaupt keine bestimmte

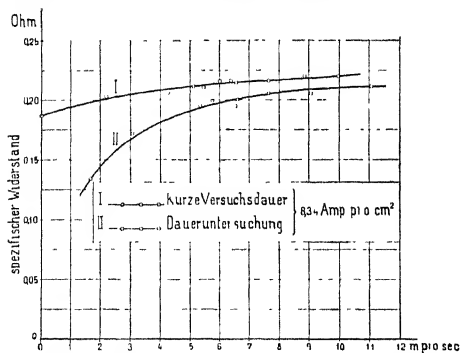


Fig. 391. Uebergangswiderstand von Kohlenbürsten in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit.

Kurve herausgekommen. Von grossem Einfluss für die Kurvenform  $w = f(v)$  ist die Art und Weise, wie die Geschwindigkeit geändert wird, ob rasch nach einander (Auslaufmethode) oder erst nach längeren Intervallen. Im ersten Falle erhält man Kurven, die wenig von einer horizontalen Geraden abweichen; während im zweiten, bei Dauerversuchen, eine tiefer liegende, an-

fangs ziemlich stark gebogene Kurve (siehe Figur 391) erhalten wird.

Dettmar hat mittels der Auslaufmethode gefunden, dass der Uebergangswiderstand für grössere Stromdichten von der Umfangsgeschwindigkeit unabhängig ist, ganz ähnlich wie bei den Kupferbürsten (siehe Fig. 386).

Im allgemeinen sind aber alle diese Veränderungen des Uebergangswiderstandes, hervorgerufen durch die verschiedenen Geschwindigkeiten des Kollektors im Verhältniss zur Variation des Uebergangswiderstandes bei verschiedener Stromdichte, klein, so dass dieselben vernachlässigt werden können und angenommen werden darf, dass der Uebergangswiderstand von der Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors unabhängig ist.

Die bis jetzt besprochenen Versuche beziehen sich auf einen möglichst runden Kollektor. Wenn derselbe nur ganz wenig unrund ist, so steigt der Uebergangswiderstand mit zunehmender Umfangsgeschwindigkeit ganz bedeutend an (siehe Fig. 392). Dies kommt daher, dass die Bürsten durch das Unrundlaufen des

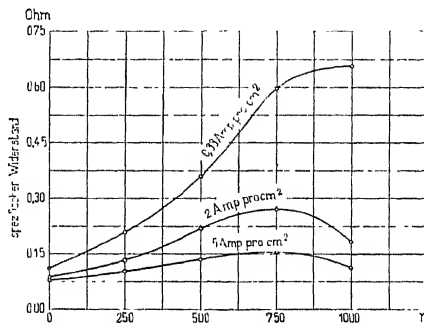


Fig. 392. Uebergangswiderstand von Kohlenbürsten in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit bei etwas unrundem Kollektor.

Kollektors in Schwingung versetzt werden, und dadurch wird der gute Kontakt zwischen Bürste und Kollektor verschlechtert. In diesem Falle erreicht der Uebergangswiderstand bei einer bestimmten Tourenzahl ein Maximum und fällt wieder. Die Lage des Maximums wird bedingt durch die Trägheit der schwingenden Masse der Bürste.

## 6 Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes von Kohlenbürsten vom Auflagedruck.

Diese Abhängigkeit ist für verschiedene Stromdichten in Fig. 393 dargestellt. Mit zunehmender Pressung fällt der Widerstand, anfangs



sehr rasch, von etwa 80 gr pro  $\text{cm}^2$  an nur noch sehr langsam. Je weicher die Kohle ist, desto flacher verläuft dieser zweite Theil

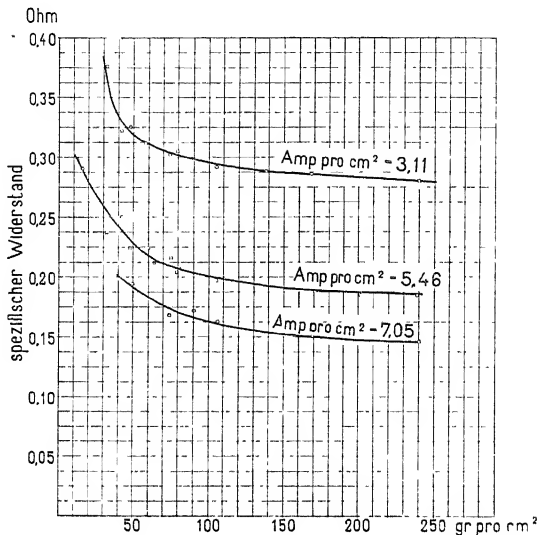


Fig. 393. Uebergangswiderstand von Kohlenbürsten in Abhängigkeit vom Auflagedruck.

der Kurve. Wenn wir diese Kurven für verschiedene Geschwindigkeiten und dieselbe Stromdichte aufnehmen, so fallen dieselben beinahe zusammen; d. h. sie sind von der Geschwindigkeit des Kollektors ziemlich unabhängig.

Das Oelen und Poliren des Kollektors verursacht eine kleine Widerstandserhöhung.

Bei stromlosem Kollektor kann keine Potentialdifferenz zwischen Bürste und Kollektor konstatiert werden.

b) Der Uebergangsverlust unter den Bürsten. Auf Seite 277 ist  $R_u$  definiert als der Uebergangswiderstand einer Bürstengruppe im reducirten Schema. Da  $a$  negative und  $a$  positive solcher Bürstengruppen vorhanden sind, so ist der gesamte Uebergangsverlust  $W_u$

$$W_u = \frac{2}{a} \cdot R_u \cdot J_a^2,$$

wo  $J_a$  den gesamten Ankerstrom bedeutet. Wenn wir berücksichtigen, dass für eine bestimmte Kohlenart die Potentialdifferenz  $P_g$  zwischen Kollektor und Bürste konstant bleibt, so wird

$$W_u = 2 J_a \cdot P_g \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (128)$$

Alle bis jetzt erwähnten Versuche beziehen sich auf konstante Stromdichte unter den Bürsten. In Wirklichkeit ist dies nicht der Fall, sondern die Stromdichte unter den Bürsten ist im allgemeinen wegen der zusätzlichen Ströme der Kommutation sehr verschieden, was eine Erhöhung des Uebergangsverlustes verursacht. Wir haben früher Seite 285 gefunden, dass in irgend einem Moment der Uebergangsverlust

$$W_u = \Sigma \left( \frac{P^2 F}{R_k} \right) = \Sigma (s_{ux}^2 R_k F).$$

Da die Kollektorlamellen im Verhältniss zur Bürstenbreite  $b$  eine beträchtliche Breite  $\beta$  besitzen, schwankt das Bild der Stromvertheilung unter der Bürste periodisch; die Zeitdauer einer Periode ist gleich  $\frac{\beta}{v_k}$ . Um genau zu verfahren, sollte man deswegen erstens  $\frac{P^2 F}{R_k}$  über die ganze Auflagefläche summiren und alsdann den Mittelwerth aus diesen Summen während einer Periode ermitteln. Eine solche Rechnung würde zu complicirt werden; deswegen benutzen wir die Kurve der mittleren örtlichen Stromdichte (siehe S. 369) zur Bestimmung von  $W_u$ . Ist diese Kurve bekannt, so kann der Uebergangsverlust  $W_u$  bestimmt werden

$$\begin{aligned} W_u &= \int_{x=0}^{x=1} s_{ux}^2 R_k dF_u \\ &= \int_{x=0}^{x=1} s_{ux} (e_u + R_w \cdot s_u) dF_u \\ &= s_u \cdot e_u \cdot F_u + s_{u_{eff}}^2 \cdot R_w \cdot F_u \\ &= 2 J_a \cdot (e_u + s_{u_{eff}} \cdot R_w \cdot f_u) \end{aligned}$$

unter Berücksichtigung der Formel 109, Seite 365 erhält man

$$W_u = 2 J_a [P_g + P_w (f_u - 1)] \quad . \quad (129)$$

Der Uebergangsverlust kann also bestimmt werden, wenn der Formfaktor  $f_u$  der Stromvertheilung unter der Bürste bekannt ist; deswegen braucht die Kurve der mittleren Stromdichten nicht in einem bestimmten Massstabe aufgetragen zu werden.

Betrachten wir den Verlust wegen ungleichmässiger Vertheilung der Stromdichte unter der Bürste als einen zusätzlichen Verlust, so ist dieser gleich

$$2 J_a P_w (f_u - 1)$$

und kann einen beträchtlichen Werth annehmen, wenn  $f_u$  gross ist, d. h. wenn das kommutirende Feld entweder ganz falsch oder sehr steil ist.

c) Verlust durch Wirbelströme in den Kollektorlamellen. Ein Verlust durch Wirbelströme entsteht dadurch, dass sich die Lamellen in einem stehenden magnetischen Felde bewegen, welches durch den den Bürsten zufließenden Strom erzeugt wird. In Fig. 394 ist angenommen, dass der Strom an vier Stellen fortgeleitet wird; denkt man sich die zu- und abfließenden Stromstärken durch die punktirt gezeichnete Resultante ersetzt, so liegen

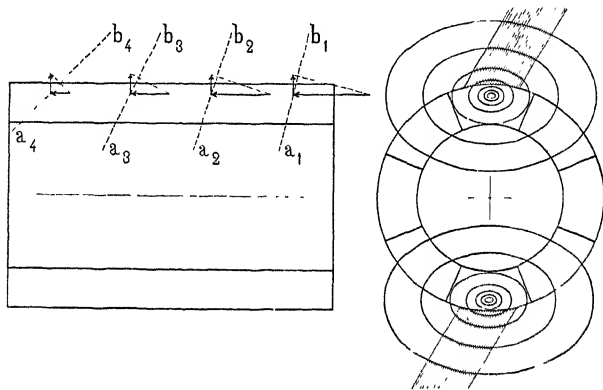


Fig. 394. Die Induktion von Wirbelströmen in den Kollektorlamellen.

die magnetischen Kraftlinien zum grossen Theil in der Richtung der Ebenen  $a_1 b_1$ ,  $a_2 b_2$ ,  $a_3 b_3$  und  $a_4 b_4$ ; in der Seitenansicht erscheinen dieselben als Ellipsen.

Für Anker mit geringen Spannungen und hohen Stromstärken, wie dieselben z. B. für elektrolytische Zwecke gebaut werden, erhält man wegen der geringen Lamellenzahl und der grossen Berührungsflächen für die Bürsten sehr grosse Lamellenquerschnitte. Bei solchen Anker zeigt sich gerne die Erscheinung, dass der Kollektor sich im Lauf des Betriebes stark erwärmt, während die übrigen Theile des Ankers verhältnissmässig kühl bleiben.

Diese Erwärmung hat zunächst ihren Grund in dem Verluste  $W_u$ , der in diesem Falle gross wird, dann aber auch in dem Auftreten von Wirbelströmen. Im allgemeinen wird jedoch der Wattverlust durch diese Wirbelströme unbedeutend sein.

d) Verluste durch mechanische Reibung der Bürsten. Dieser Verlust ergibt sich aus der Umfangsgeschwindigkeit, dem Auflage- und dem Reibungskoeffizienten.

Bezeichnet

$g$  = Auflagedruck pro  $\text{cm}^2$  und kg.

$\varrho$  = Reibungskoeffizient.

$v_k$  = Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors in m/sec.

$F_b$  = Auflagefläche aller Bürsten.

$W_r$  = den Wattverlust durch Reibung.

Dann ist

$$W_r = 9,81 v_k F_b \cdot g \cdot \varrho \quad \text{Watt} \quad . \quad . \quad . \quad (130)$$

Für Kupferbürsten ist

$$g = 0,10 - 0,13 \text{ kg} \quad \text{und} \quad \varrho = 0,25 - 0,3.$$

Für Kohlenbürsten ist

$$g = 0,12 - 0,15 \text{ kg} \quad \text{und} \quad \varrho = 0,20 - 0,3.$$

Bei Motoren, die starken Erschütterungen ausgesetzt sind, wie z. B. Trambahnmotoren, wird  $g$  2 bis 3 mal so gross.

Bedingungen für das Minimum der Verluste am Kollektor.

Wenn wir annehmen, dass der Strom  $J_a$  gleichmässig über die Bürste vertheilt ist, so wird

$$W_u = 2 J_a \cdot P_g = \text{konstant} \quad \text{für verschiedene Stromdichten}$$

$$W_r = 9,81 F_b v_k \cdot g \cdot \varrho = 9,81 \cdot \frac{2 J_a}{s_u} v_k \cdot g \cdot \varrho$$

$$W_u + W_r = 2 J_a \left( P_g + 9,81 \frac{v_k}{s_u} \cdot g \cdot \varrho \right) \quad . \quad . \quad (131)$$

Der Gesamtverlust wird für einen gegebenen Werth von  $g$  ein Minimum, wenn  $s_u$  möglichst gross ist, und für ein konstantes  $s_u$  wird  $W$  um so kleiner, je kleiner  $g$  ist. Der höchste Werth von  $s_u$  und der kleinste von  $g$  sind durch das Feuern der Maschine begrenzt; denn in dem Momente, in welchem Funken unter der Bürste auftreten, steigt der Werth von  $P_g$  ganz erheblich, so dass  $W$  rasch zunimmt. Die zulässigen Werthe von  $s_u$  sind auf Seite 373 und 481 angegeben. Bei einer bestimmten Stromdichte erhält man den günstigsten Druck, d. h. die kleinsten Verluste, wenn man die Bürsten mit dem kleinsten Drucke einstellt, bei welchem dieselben nicht mehr feuern. Dieser Druck hängt sehr von der Beschaffenheit des Kollektors und der Art des Betriebes ab.

## 116. Verluste durch Erregung.

Die Abmessungen der Erregerwicklungen setzen wir hier als bekannt voraus. Die Berechnung derselben folgt im zweiten Theile dieses Buches.

a) **Verluste einer Nebenschlusserregung.** Ist  $l_n$  die mittlere Länge einer Windung in cm,  $q_n$  der Querschnitt in mm<sup>2</sup> und  $w_n$  die totale Windungszahl der Nebenschlusswicklung, so ist der Widerstand derselben in Ohm

$$R_n = \frac{w_n \cdot l_n (1 + 0,004 T_m)}{5700 \cdot q_n}$$

wenn  $T_m$  die mittlere Temperaturerhöhung des Magnetkupfers über ca. 15° Celsius bedeutet.

Im Nebenschlusskreis befindet sich noch ein Regulirwiderstand zur Regulirung der Klemmenspannung zwischen Nullast und Vollast. Bezeichnet  $r_n$  denjenigen Theil derselben, der eingeschaltet ist, so ist der gesammte Widerstand des Nebenschlusses

$$= R_n + r_n.$$

Der Nebenschlussstrom wird

$$i_n = \frac{E}{R_n + r_n}$$

und der totale Wattverlust

$$W_{nt} = E \cdot i_n = i_n^2 (R_n + r_n).$$

Hievon geht der Theil

$$W_n = i_n^2 R_n = \frac{(1 + 0,004 T_m) l_n \cdot w_n}{5700 \cdot q_n} \cdot i_n^2$$

oder da  $\frac{i_n}{q_n} = s_n = \text{Stromdichte}$  und  $w_n \cdot i_n = A W_t$

$$W_n = \frac{(1 + 0,004 T_m) l_n \cdot s_n \cdot A W_t}{5700} \quad . \quad . \quad . \quad (132)$$

in der Wicklung selbst verloren und setzt sich da in Wärme um.

Im Vorschaltwiderstand wird der Wattverbrauch gleich

$$i_n^2 \cdot r_n = E \cdot i_n - W_n.$$

Für die maximale Erregung wird  $r_n = 0$  und

$$W_n = W_{nt} = E \cdot i_n.$$

b) **Verluste einer Hauptschlusserregung.** Es bezeichnet  $w_h$  die in Serie geschalteten Windungen der Hauptschlusswicklung und  $i_h$  den Strom dieser Wicklung. Die mittlere Länge einer Windung in cm wird durch  $l_h$  bezeichnet und der Querschnitt aller parallelgeschalteten Windungen in mm<sup>2</sup> mit  $q_h$ .

Also wird

$$R_h = \frac{w_h \cdot l_h (1 + 0,004 T_m)}{5700 q_h}$$

und

$$W_H = i_h^2 \cdot R_h = \frac{(1 + 0,004 T_m) l_h \cdot s_h \cdot A W_t}{5700} \quad (133)$$

Wird der Hauptschlusswicklung ein Shunt parallel geschaltet, so wird in diesem Shunt ein Wattverlust erzeugt gleich

$$i_h \cdot R_h (J_a - i_h)$$

und der totale Wattverlust im Hauptschluss- und Shuntwiderstand wird

$$W_{Ht} = i_h^2 R_h + i_h R_h (J_a - i_h)$$

oder

$$W_{Ht} = i_h \cdot J_a \cdot R_h \text{ Watt.}$$

c) Die Verluste einer Compounderregung. Die Verluste bilden hier einfach die Summe der nach den oben gegebenen Gleichungen berechneten Verluste einer Nebenschluss- und einer Hauptschluss-erregung.

## 117. Verluste durch Wirbelströme und Hysteresis in den Polen der Feldmagnete.

Besitzt ein Anker Nuten, so haben wir gesehen (Seite 209), dass der Kraftfluss sich nicht gleichmässig über den Polbogen im Luftzwischenraum vertheilt, sondern dass die Feldstärke unter den Zähnen am grössten ist und da, wo die Nuten sind, ein Minimum hat.

Die Stellen im Polschuhe, wo die grösste Feldstärke auftritt, wandern mit der Bewegung des Ankers vorwärts über die Polfläche, wie Figur 395 zeigt. Es treten daher Wirbelströme auf, und erst in derjenigen Tiefe  $h$ , bei welcher die Induktion konstant ist, hört die Induktion von Wirbelströmen auf.

Die mittlere Induktion im Luftspalte ist früher mit  $B_l$  bezeichnet worden und die maximale mit  $k_1 B_l$  (siehe Seite 207). Nimmt man an, dass die wellenförmige Kurve, nach welcher die Feldstärke sich über dem Polbogen vertheilt, eine Sinuskurve ist, so ist die Amplitude dieser Sinuswelle

$$(k_1 - 1) B_l.$$

Dieses sinusförmige Feld, welches sich über das konstante Feld bei Leerlauf superponirt, inducirt im Polschuhe Wirbelströme von der Periodenzahl

$$c_w = \frac{Z \cdot n}{60}$$

wo  $Z$  gleich der Zahl der Zähne am Ankerumfange ist.

Die Stärke der Wirbelströme wird somit proportional

$$(k_1 - 1) B_l \frac{Z \cdot n}{60}$$

Die inducirten Ströme sind so gerichtet, dass sie die Schwankung des Feldes möglichst abdämpfen, d. h. sie üben eine Schirmwirkung

aus. Die Schwankung kann sich deshalb nicht weit in den Pol hinein erstrecken.

Die Abdämpfung ist proportional der Stärke der Wirbelströme. Es fehlen Versuche darüber, wie gross die Tiefe  $h$  (Fig. 395) ist, bei welcher keine Wirbelströme mehr auftreten; sie wird am meisten von der Periodenzahl  $c_w$  und dann auch von  $t_1 - z_1$  und  $\delta$  abhängen.

Die Wirbelströme geben Veranlassung zu Verlusten in massiven Polschuhen; diese sind um so grösser, je grösser der Ausdruck

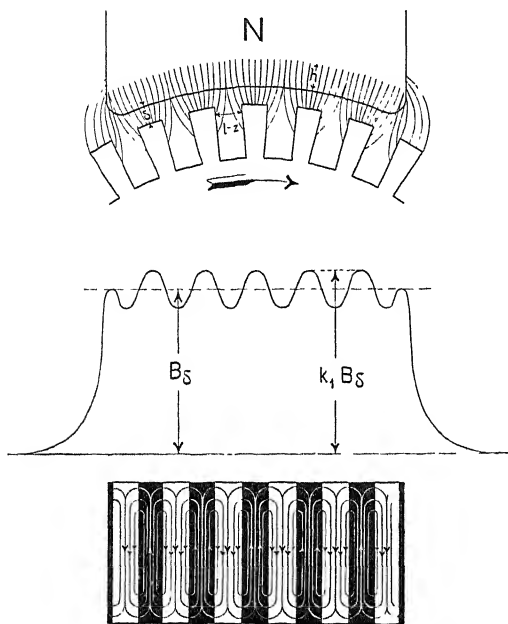


Fig. 395. Wirbelströme in massiven Polen.

$$(k_1 - 1) B_l \frac{Z \cdot n}{60}$$

ist. In der Tabelle, Seite 491, ist deswegen dieser Ausdruck für viele verschiedene Maschinen<sup>1)</sup> berechnet.

Die Wirbelstromverluste in den Polflächen lassen sich bis jetzt nicht durch Rechnung feststellen; sie erscheinen als zusätzliche Eisenverluste und werden in einer rechnerischen Zusammenstellung der Verluste immer zu den Wirbelstromverlusten des Ankers zugeschlagen.

<sup>1)</sup> Siehe E. Arnold, Konstruktionstabern für den Dynamobau. I. Theil. Die Gleichstrommaschinen. Verlag von F. Enke, Stuttgart, 1902.

No.	Leistung		Touren- zahl n	$k_1$	$(k_1 - 1) B_l \frac{Z n}{10^5 \cdot 60}$	Polschuh
	Dynamo- KW	Motor- PS				
1	1,98	—	1000	1,22	7,5	Stahlguss
2	—	4	1500	1,15	10,9	Stahlguss
3	3,5	—	1400	1,14	6,16	Stahlguss
4	4	—	1200	1,24	7,85	Eisenblech
5	—	10	600	1,31	7,71	Eisenblech
6	—	12	635	1,33	11,7	Eisenblech
7	14	—	1000	1,15	10,8	Stahlguss
8	—	20	450	1,17	9,53	Eisenblech
9	23	—	950	1,41	15,6	Eisenblech
10		26	640	1,29	9,6	Eisenblech
11		35	530	1,2	6,18	Eisenblech
12		35	430	1,3	6,51	Eisenblech
13	55	—	600	1,1	8,35	Stahlguss
14	84	—	400	1,12	4,38	Stahlguss
15	100	—	300	1,11	13,2	Stahlguss
16	110	—	310	1,1	6,8	Stahlguss
17	125	—	400	1,12	6,24	Eisenblech
18	165	—	400	1,06	9,08	Eisenblech
19	165	—	150	1,02	5,9	Stahlguss
20	168	—	150	1,07	4,44	Stahlguss
21	170	—	375	1,12	6,45	Stahlguss
22	250	—	300	1,06	6,32	Stahlguss
23	260	—	160	1,05	4,17	Stahlguss
24	330	—	250	1,09	10,35	Gusseisen
25	350	—	70	1,14	3,33	Eisenblech
26	350	—	94	1,04	3,2	Stahlguss
27	350	—	85	1,07	5,86	Stahlguss
28	2×185	—	90	1,02	1,425	Stahlguss
29	400	—	100	1,07	5,41	Stahlguss
30	500	—	212	1,08	6,67	Stahlguss
31	525	—	100	1,12	5,45	Stahlguss
32	560	—	55	1,09	3,01	Gusseisen
33	625	—	105	1,04	4,13	Stahlguss
34	700	—	100	1,11	4,74	Eisenblech
35	1000	—	95	1,10	4,61	Eisenblech



Bei einer belasteten Maschine findet man diejenigen Polecken am stärksten erwärmt, wo die Luftinduktion und somit die Schwankung der Feldstärke am grössten ist, also die Austritts-Polecke eines Generators

Um das Auftreten von Wirbelströmen in den Polschuhen möglichst zu vermeiden, giebt es verschiedene Mittel.

Man macht  $\frac{t_1 - z_1}{\delta}$  möglichst klein.  $t_1 - z_1$  kann bei halbgeschlossenen Nuten beliebig verkleinert werden, dadurch wird aber die Selbstinduktion der Ankerleiter erhöht und die Funkenbildung begünstigt. Bei weiten Nuten ist eine mässige Verengung am Kopfe derselben ohne grossen Einfluss auf die Selbstinduktion, sie erschwert jedoch die Herstellung der Wicklung. Bei massiven Polen soll etwa

$$\frac{t_1 - z_1}{\delta} \leq 1,5 \text{ bis } 2 \text{ sein,}$$

je nach der Grösse der Induktion  $B_i$  und der Periodenzahl  $c_w$  der Wirbelströme. Ein anderes Mittel ist die

Anwendung lamellirter Polschuhe oder lamellirter Pole. — Bei weiten Nuten und kleinem Luftspalt  $\delta$  ist eine Lamellirung der Pole durchaus geboten, es ist das wirksamste Mittel gegen die Wirbelströme und kommt daher immer mehr zur Anwendung. — Die lamellirten Polschuhe und Pole haben ausserdem vor gegossenen Polen den Vortheil, dass sie keine Unsymmetrien des Feldes zur Folge haben.

Ausser den Wirbelstromverlusten treten noch Hysteresisverluste in den Polschuhen auf, weil sich die Intensität des Magnetismus in der Schicht  $h$  (Fig. 395) periodisch ändert. Durch die Lamellirung der Polschuhe nimmt die dämpfende Wirkung der Wirbelströme ab und die Tiefe  $h$ , bis zu welcher sich die Schwankungen des Feldes erstrecken, wird grösser. Die Verminderung des Wirbelstromverlustes durch Lamellirung ist daher gleichzeitig mit einer Erhöhung des Hysteresisverlustes verbunden. Die Erfahrung zeigt jedoch, dass der Gesamtverlust abnimmt.

## 118. Mechanische Verluste.

Nach den eingehenden Versuchen von Tower 1883 und Dettmar<sup>1)</sup> 1899 ist der Reibungskoeffizient in Lagern abhängig von

<sup>1)</sup> E. T. Z. 1899, Seite 380 und 397; Dinglers polyt. Journal 1900 Heft 6; in der im Folgenden gebrachten Darstellung sind diese Ansätze von Dettmar benutzt.

dem Lagerdruck, der Lagertemperatur, der Wellengeschwindigkeit und von der Oelsorte.

Bezeichnet man mit

$\mu$  den Reibungskoeffizienten,

$p$  den spezifischen Zapfendruck in  $\text{kg/cm}^2$ ,

$d$  den Zapfendurchmesser in  $\text{cm}$ ,

$l_z$  die Länge des Lagers in  $\text{cm}$ ,

$v_z$  die Zapfengeschwindigkeit in  $\text{m/sec.}$ ,

$Q$  den Lagerdruck in  $\text{kg}$

$R_m$  die Reibungsarbeit in  $\text{mkg/sec.}$ ,

und  $W_R$  die Reibungsarbeit in Watt,

so ist bekanntlich

$$R_m = \mu \cdot Q \cdot v_z$$

$$p = \frac{Q}{d \cdot l_z}$$

$$v_z = \frac{\pi d n}{6000}$$

und

$$W_R = 9,81 R_m$$

Versuchswerte von Tower für Olivenöl.

Belastung des Zapfens in $\text{kg/cm}^2 p$	Reibungs- koeffizient $\mu$	$p \cdot \mu$
36,6	0,0013	0,0476
32,9	0,0015	0,0494
29,2	0,0017	0,0496
25,5	0,0019	0,0485
21,8	0,0021	0,0458
18,1	0,0025	0,0452
14,4	0,0030	0,0431
10,8	0,0044	0,0475
7,03	0,0069	0,0485

Nach diesen Versuchen von Tower ändert sich der Reibungskoeffizient  $\mu$  umgekehrt proportional dem Drucke  $p$ ; d. h. die Lagerreibung ist ganz unabhängig vom Lagerdrucke. Zur Prüfung dieses letzten Gesetzes hat Dettmar folgenden Versuch ausgeführt. Er liess durch einen Motor eine Welle antreiben, welche er verschieden belastete und zwar entweder mit einem Schwungrad oder durch den auf einen Anker ausgeübten

einseitigen magnetischen Zug. Es ergab sich, dass der Reibungsverlust absolut konstant blieb, ob die Welle belastet war oder nicht. Da man nun eine solche Messung bequem auf  $\frac{1}{2}\%$  genau machen kann, so würde sich eine Aenderung der Reibungsarbeit leicht mit Sicherheit konstatiren lassen.

Für diese Beziehung zwischen  $\mu$  und  $p$  gilt die Einschränkung, dass der spezifische Druck gewisse zulässige Grenzen nicht überschreiten darf, welche von der Oelsorte abhängen, die bei brauchbaren Oelen noch über  $30 \text{ kg/cm}^2$  liegen. Das Verhalten der verschiedenen Oelsorten lässt sich nach den von Tower erhaltenen Resultaten beurteilen. Es betrug der Reibungskoeffizient bei einem spezifischen Drucke von  $29,2 \text{ kg/cm}^2$ , einer Zapfengeschwindigkeit von  $1,6 \text{ m/sec}$ . und einer Lagertemperatur von  $32^\circ \text{ Cels.}$  bei

Olivenöl . . . . .	0,00172
Schmalzöl . . . . .	0,00172
Walratöl . . . . .	0,00208
Mineralöl . . . . .	0,00176
Mineralfett. . . . .	0,00233.

Die letzten beiden Schmiermittel haben die gute Eigenschaft, ganz bedeutende spezifische Drucke aufnehmen zu können. Es konnten die Untersuchungen bei

Olivenöl	bis ca. $37 \text{ kg/cm}^2$
Schmalzöl	„ „ 37 „
Walratöl	„ „ 40 „
Mineralöl	„ „ 44 „
Mineralfett	„ „ 44 „

ausgeführt werden, welche Werthe gleichzeitig die obersten Grenzen angeben, bis zu denen obiges Gesetz Gültigkeit hat.

Bei Dynamomaschinen u. s. w. verwendet man aber mit Rücksicht auf die hohen Geschwindigkeiten nie hohe Lagerdrücke, so dass für sie die Gültigkeit des obigen Gesetzes ohne Einschränkung angenommen werden kann.

Das erste Reibungsgesetz lautet demnach:

1. Bei konstanter Lagertemperatur und Wellengeschwindigkeit ist der Reibungskoeffizient  $\mu$  umgekehrt proportional dem spezifischen Lagerdrucke  $p$ , und somit die Reibungsarbeit unabhängig vom Druck, sofern dieser  $30$  bis  $44 \text{ kg/cm}^2$  nicht überschreitet.

Hieraus folgt weiter:

1a) Die Lagerreibungsarbeit ist unabhängig von der Belastung der Maschine und von der Anspannung des Rie-

mens, d. h. es giebt keine zusätzlichen Reibungsverluste von Leerlauf bis Vollast.

Nach den Versuchen von Tower (siehe nachfolgende Tabelle), ändert sich der Reibungskoeffizient umgekehrt proportional der Temperatur.

Versuchswerte von Tower für Schmalzöl.

Temperatur $T_z$ in Grad Cels.	Reibungs- koeffizient $\mu$	$\mu \cdot T_z$
48,9	0,0044	0,215
43,4	0,0050	0,217
37,8	0,0058	0,219
32,2	0,0069	0,222
26,7	0,0083	0,222
21,1	0,0103	0,218
15,6	0,0130	0,203

Die Richtigkeit dieses Gesetzes wurde von Dettmar in einfacher Weise geprüft. Es wurde ein Elektromotor, welcher die normale Temperatur der Umgebung hatte, während einer Zeit von

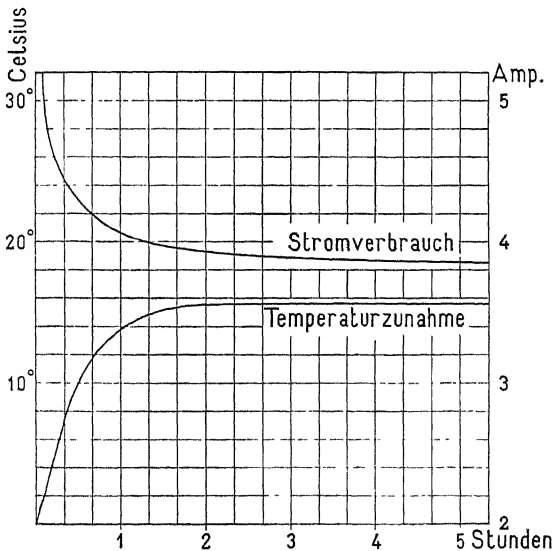


Fig. 396.

über 5 Stunden mit konstanter Spannung und konstanter Tourenzahl laufen gelassen und dabei der Stromverbrauch desselben ge-

messen. Da nun die Lagerbelastung sowohl wie die Umfangsgeschwindigkeit der Welle innerhalb des Versuches konstant waren, so kann aus der Abnahme des Reibungsverlustes direkt auf eine Abnahme des Reibungskoeffizienten geschlossen werden. Es wurde nun bei der betreffenden Maschine ausser dem Stromverbrauch gleichzeitig auch die Lagertemperatur gemessen. Beide Resultate sind in Fig. 396 dargestellt. Man ersieht hieraus, dass in dem gleichen Masse, wie die Temperatur zunimmt, der Strom abnimmt und dass, sobald die Temperatur einen konstanten Werth erreicht hat, auch der Stromverbrauch konstant bleibt. Bei einer Reihe von Maschinen hat Dettmar gefunden, dass erst nach  $3\frac{1}{2}$  bis  $4\frac{1}{2}$  Stunden die Lagertemperatur konstant wird.

Das zweite Reibungsgesetz kann wie folgt ausgedrückt werden:

2. Bei konstantem specifischen Druck und konstanter Umfangsgeschwindigkeit der Welle ist der Reibungskoeffizient umgekehrt proportional der Lagertemperatur und folglich auch die Reibungsarbeit umgekehrt proportional der Temperatur.

Aus den Untersuchungen von Tower über die Abhängigkeit der Reibungsarbeit von der Zapfengeschwindigkeit hat Dettmar das dritte Reibungsgesetz aufgestellt:

3. Bei konstanter Lagertemperatur und bei konstantem specifischen Druck wächst der Reibungskoeffizient mit der Wurzel aus der Wellengeschwindigkeit und somit die Reibungsarbeit mit der 1,5ten Potenz.

Dettmar hat bei weit über 100 Maschinen verschiedenen Fabrikats, die er auf Reibung untersuchte, den Exponenten zwischen 1,4 und 1,6 gefunden. Da in diesen Verlusten die Bürstenreibung, die einen Verlust proportional der Tourenzahl bewirkt, und die Luftreibung mit enthalten sind, und da diese beiden Verluste möglichst reducirt waren, so darf man den Exponenten 1,5 als richtig annehmen.

Nach Versuchen von Thurston hat sich ergeben, dass der Reibungskoeffizient bei einer gewissen geringen Wellengeschwindigkeit konstant ist und unter diesem Werth mit abnehmender Geschwindigkeit steigt. Die Geschwindigkeit, für welche dies eintritt, hängt ab von dem Druck und der Temperatur. Bei kalten gut geschmierten Zapfen soll der Wendepunkt ungefähr bei 0,5 m/sec. liegen.

Man ersieht aus all diesen Versuchen, dass es nothwendig ist, die Maschine mit derjenigen Tourenzahl einlaufen zu lassen, für die man den Wirkungsgrad bestimmen will.

## Berechnung der Reibungsverluste.

Wir hatten

$$W_R = 9,81 R_m = 9,81 \mu \cdot Q \cdot v_z.$$

Infolge der drei Reibungsgesetze ist

$$\mu = \frac{k_6}{T_z} \cdot \frac{\sqrt{v_z}}{p} \quad . \quad . \quad . \quad (134)$$

wo  $k_6$  eine von der Oelsorte abhängige Konstante und  $T_z$  die Temperatur des Zapfens ist; da

$$Q = p \cdot d \cdot l_z,$$

wird der Wattverlust durch Reibung

$$W_R = 9,81 \frac{k_6}{T_z} d \cdot l_z \cdot \sqrt{v_z^3} \quad . \quad . \quad (135)$$

Macht man nun die Annahme, dass die Temperatur  $T_z$  des Zapfens gleich

$$T_z = T_l + \frac{k_7 \cdot W_R}{\pi \cdot d \cdot l_z}$$

wo  $T_l$  die Temperatur der Umgebung und  $k_7$  eine Konstante bedeutet, so ergibt sich durch Einsetzen des Werthes von  $T_z$  in die Formel für  $W_R$  und Auflösung der erhaltenen Gleichung

$$W_R = \frac{-T_l + \sqrt{T_l^2 + 12,5 k_6 \cdot k_7 \sqrt{v_z^3}}}{0,637 k_7} d \cdot l_z$$

und

$$T_z = \frac{T_l + \sqrt{T_l^2 + 12,5 k_6 \cdot k_7 \sqrt{v_z^3}}}{2}$$

oder die Temperaturzunahme

$$T_z - T_l = \frac{-T_l + \sqrt{T_l^2 + 12,5 k_6 \cdot k_7 \sqrt{v_z^3}}}{2} \quad . \quad (136)$$

Dieses Resultat ist nicht ganz richtig; denn hieraus folgt, dass die Temperaturerhöhung eines Lagers lediglich von der Umfangsgeschwindigkeit des Zapfens abhängt und dass die Lagerlänge keinerlei Einfluss auf dieselbe ausübt; das stimmt mit der Erfahrung nicht überein, was auch ganz natürlich ist; denn die Temperaturerhöhung des Lagers hängt nicht allein von

$$\frac{W_R}{\pi \cdot d \cdot l_z}$$

ab, sondern auch von der Konstruktion des Lagers, d. h.  $k_7$  ist eine von  $l_z$  abhängige Grösse.

Dettmar hat an einer Reihe von Lagern nach der Konstruk-

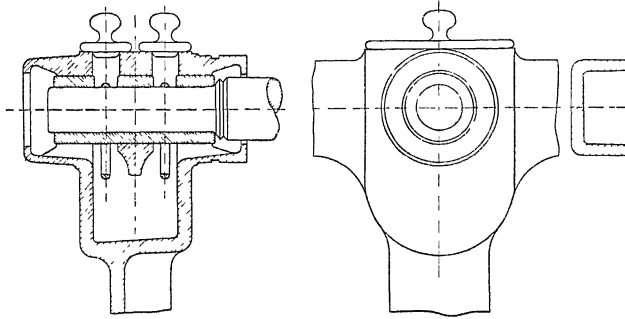


Fig. 397.

tion Fig. 397, wie sie von der Firma Gebrüder Körting gebaut werden, folgende Werthe für  $k_6$  und  $k_7$  bei kleinen und mittelgrossen Dynamomaschinen gefunden

$$k_6 = 2,65$$

und

$$k_7 = 25.$$

Man verfährt nun am sichersten, indem man für eine und dieselbe Lagertype die Temperaturerhöhung als Funktion von der Umfangsgeschwindigkeit  $v_z$  aufträgt; denn nach der Formel  $T_z - T_l$  ist die Temperaturerhöhung bei derselben Lagertype und derselben Aussentemperatur lediglich von der Umfangsgeschwindigkeit  $v_z$  abhängig. Man kann dann für jeden Fall die Temperaturzunahme direkt ablesen und die Temperatur der Umgebung dazu addiren und erhält so die Temperatur  $T_z$  des Lagers; diese in die Formel

$$W_R = 9,81 \cdot k_6 \cdot \frac{d \cdot l_z}{T_z} \sqrt{v_z} \text{ Watt}$$

eingesetzt, giebt den totalen Reibungsverlust der Maschine; denn die Luftreibung ist auch in dem Koeffizienten  $k_6$  berücksichtigt, weil dieselbe bei der Bestimmung derselben nicht eliminirt werden konnte.

In Fig. 398 ist die Temperaturerhöhung ( $T_z - T_l$ ) als Funktion von  $v_z$  abgetragen und zwar für

$$k_6 = 2,65, \quad k_7 = 25$$

und

$$T_l = 20^0 \text{ Celsius.}$$

Was die Verluste durch Luftreibung und Vibration anbetrifft, so lassen diese sich nicht berechnen. Die Luftreibung wird im Mittel bei Gleichstromankern von geschlossener Form etwa 7 bis 9% der totalen Lager- und Luftreibung betragen.

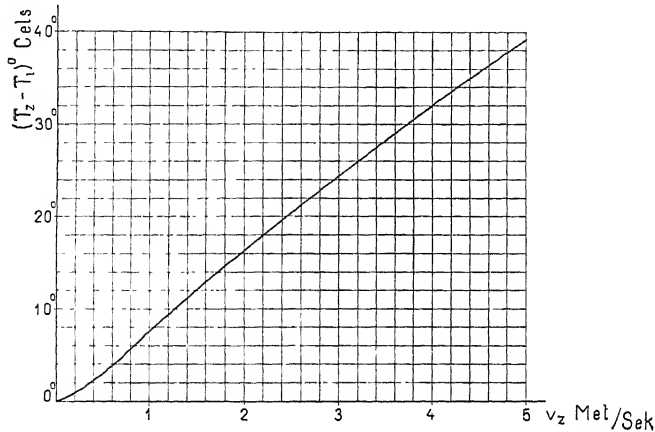


Fig. 398. Abhängigkeit der Temperaturerhöhung eines Zapfens von dessen Umfangsgeschwindigkeit.

Nur bei Gleichstrommaschinen mit Stabankern wird der Verlust durch Luftreibung ein etwas höherer und kann dann auf etwa 9 bis 11% der Gesamtreibung geschätzt werden.

Parshall und Hobart geben für die Gesamtreibung folgende Werthe als Anhaltspunkte an.

1 bis 3% der Leistung bei 400 KW bis 60 KW und 360 Touren bis 1500 Touren	}	schnelllaufende riemengetriebene Maschinen
0,8 bis 2% der Leistung bei 500 KW bis 50 KW		langsam laufende Maschinen.

Grosse mit der Dampfmaschine direktgekuppelte langsam laufende Maschinen haben  $\frac{1}{2}$  bis 1% Reibungsverluste bei Leistungen von 1000 KW und abwärts.



## Vierundzwanzigstes Kapitel.

119. Wirkungsgrad einer Gleichstrommaschine und der Einfluss der einzelnen Verluste auf den Verlauf desselben. — 120. Experimentelle Trennung der in einer Gleichstrommaschine auftretenden Verluste.

### 119. Der Wirkungsgrad einer Gleichstrommaschine und der Einfluss der einzelnen Verluste auf den Verlauf desselben.

Unter dem Wirkungsgrad  $\eta$  irgend eines Apparates versteht man das Verhältniss

$$\text{Wirkungsgrad} = \frac{\text{Abgegebene Leistung.}}{\text{Zugeführte Leistung.}}$$

Bei einem Generator ist die abgegebene Leistung gleich der Leistung  $E \cdot J$  der Maschine, und die zugeführte Leistung ist gleich der Leistung plus der Summe aller Effektverluste der Maschine. Die Summe aller Verluste bezeichnen wir mit  $W_v$ , also ist der Wirkungsgrad

$$\text{eines Generators} \quad \eta = \frac{E \cdot J}{E \cdot J + W_v} \quad . \quad . \quad (137)$$

Bei einem Motor dagegen ist die zugeführte Leistung gleich  $E \cdot J$  und die abgegebene Leistung gleich der zugeführten Leistung, abzüglich aller Effektverluste des Motors; es wird somit der Wirkungsgrad

$$\text{eines Motors} \quad \eta = \frac{EJ - W_v}{EJ} \quad . \quad . \quad . \quad (138)$$

Mit Bezug auf die experimentelle Bestimmung der Verluste, besonders wenn es sich um Maschinen, die mit konstanter Spannung arbeiten, handelt, ist es zweckmässig die Verluste folgendermassen zusammenzustellen.

1) Die Stromwärmeverluste.

Diese setzen sich zusammen aus den Wattverlusten im Ankerkupfer, im Erregerkupfer und im Uebergangswiderstande am Kollektor.

Der Wattverlust im Ankerkupfer ist

$$W_{ka} = J_a^2 \cdot R_a,$$

er nimmt also proportional mit dem Quadrate des Stromes zu.

Der Verlust durch Erregung  $W_{ke} = W_{nt} + W_{Ht}$  besitzt bei Leerlauf schon einen beträchtlichen Werth und nimmt mit der Belastung langsam zu; man kann  $W_{nt} + W_{Ht}$  durch eine Funktion zweiten Grades von  $J_a$  darstellen, in welcher das konstante Glied und das Glied erster Ordnung die bedeutendsten sind.

Der Uebergangsverlust am Kollektor ist

$$W_u = 2J_a (P_g + [f_u - 1] P_w).$$

Wäre der Koeffizient  $f_u$  konstant, so würde  $W_u$  proportional  $J_a$  zunehmen;  $f_u$  ist aber nicht konstant, sondern unter Annahme konstanter Bürstenstellung bei Leerlauf sehr gross, nimmt dann ab, bis er bei Halblast fast gleich eins wird, und wächst wieder von Halblast bis Volllast und bei weiterer Belastung.

Der Stromwärmeverlust

$$W_k = W_{ka} + W_u + W_{nt} + W_{Ht}$$

kann mit grosser Annäherung durch die folgende Funktion dargestellt werden

$$W_k = W_{ko} + C_1 J + C_2 J^2,$$

wo  $W_{ko}$  den Stromwärmeverlust bei Leerlauf bedeutet.

2) Die Hysteresisverluste

$$W_h = W_{ha} + W_{hz}$$

nehmen von Leerlauf bis Volllast etwas zu. Die Zunahme kann annäherungsweise durch Bestimmung von  $B_{lmax}$  aus der Uebertrittscharakteristik bestimmt werden.

3) Die Wirbelstromverluste sind

$$W_w = W_{wa} + W_{wz} + \text{zusätzliche Wirbelstromverluste.}$$

Bei der experimentellen Bestimmung derselben ist es nicht möglich, die Verluste durch Wirbelströme in den Ankerleitern und in den Polschuhen von denen im Ankereisen zu trennen, weshalb diese gemeinsam berechnet werden. Die zusätzlichen Wirbelstromverluste in den Ankerleitern und Polschuhen werden dadurch in der Rechnung berücksichtigt, dass  $\sigma_w$  entsprechend grösser gewählt wird.

Sind die Polschuhe nicht lamellirt und ist

$$(k_1 - 1) B_l' \frac{Z \cdot n}{10^6 60}$$

verhältnissmässig gross, und liegen massive Ankerleiter von grossem Querschnitt in den Nuten nahe an der Ankeroberfläche, so kann  $\sigma_w$  einen beträchtlichen Werth erreichen;  $\sigma_w$  kann dann 20 bis 30 werden, während es gewöhnlich zwischen 10 und 15 liegt (Seite 469). Von Leerlauf bis Volllast nehmen die Wirbelstromverluste um Weniges zu.

4) Die mechanischen Verluste oder Reibungsverluste

$$W_e = W_r + W_R$$

sind konstant von Leerlauf bis Volllast. Die Summe aller Verluste ist somit

$$W_v = W_k + W_h + W_w + W_e \quad . \quad . \quad . \quad (139)$$

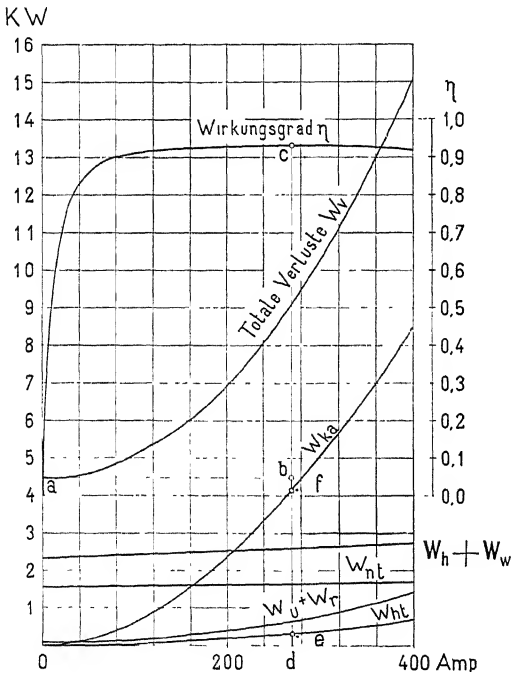


Fig. 399. Verluste und maximaler Wirkungsgrad einer Gleichstrommaschine.

In der Fig. 399 sind die Verluste einer 200 KW 500 Volt-Compound-Maschine und der Wirkungsgrad derselben als Funktion der Belastung dargestellt; diese Figur ist dem Werke Electric Generators von Parshall und Hobart entnommen. Aus dieser sieht man, dass der Wirkungsgrad ein Maximum besitzt. Es ist interessant zu sehen, bei welcher Belastung dieser Maximalwerth eintritt. Bei einem Transformator wissen wir, dass  $\eta$  im Maximum ist, wenn die Kupferverluste gleich den konstanten Eisenverlusten, d. h. gleich

den Verlusten bei Leerlauf sind; man erwartet deswegen hier ein ähnliches Resultat.

Bei Leerlauf treten die Verluste

$$W_{vo} = W_{ko} + W_{ho} + W_{wo} + W_r^1)$$

auf, und die mit der Belastung hinzukommenden Verluste können gleich

<sup>1)</sup>  $W_R$  ist hier nicht mitgerechnet worden.

$$C_1 J + C_2 J^2$$

gesetzt werden. Also wird

$$\eta = \frac{E \cdot J}{E \cdot J + W_{vo} + C_1 J + C_2 J^2}$$

oder

$$\eta = \frac{E}{E + C_1 + \frac{W_{vo}}{J} + C_2 J} = \frac{\text{Konstante}}{N}$$

Damit der Wirkungsgrad ein Maximum besitzt, muss der Nenner

$$N = E + C_1 + \frac{W_{vo}}{J} + C_2 J$$

ein Minimum haben. Der Nenner nach der Belastung  $J$  differentiirt ergibt

$$\frac{dN}{dJ} = C_2 - \frac{W_{vo}}{J^2} = 0$$

also wird, indem  $\frac{d^2 N}{dJ^2}$  positiv ist,  $\eta$  ein Maximum, wenn

$$W_{vo} = C_2 J^2 \cong J_a^2 (R_a + R_h).$$

Der maximale Wirkungsgrad tritt bei derjenigen Belastung ein, bei welcher der dem Quadrate des Ankerstromes proportionale Verlust gleich dem Leerlaufverlust ist. Die Richtigkeit dieses Satzes kann in der Figur 399 leicht verificirt werden, denn es ist der Leerlaufverlust

$$W_{vo} = \overline{oa}$$

ferner

$$J^2 R_h = \overline{de} \quad J^2 R_a = \overline{df}$$

und

$$\overline{de} + \overline{df} = \overline{ab} = \overline{oa}.$$

## 120. Die experimentelle Trennung der in einer Gleichstrommaschine auftretenden Verluste.

Die Abhängigkeit der verschiedenen Verluste von der Tourenzahl ermöglicht eine experimentelle Trennung derselben. Dies geschieht an Hand der zuerst von Marcel Deprez 1884 und Dettmar<sup>1)</sup> 1899 vorgeschlagenen und später von Peukert<sup>2)</sup> er-

<sup>1)</sup> E. T. Z. 1899, Seite 220.

<sup>2)</sup> E. T. Z. 1901, Seite 393.

weiterten Auslaufmethode. Diese beruht auf der Massenträgheit. Ist z. B. ein Anker in Rotation gesetzt, so wird er, nachdem die Triebkraft auf denselben aufgehört hat zu wirken, und er sich selbst überlassen wird, seine Geschwindigkeit nach und nach verlieren, und zwar desto schneller, je grösser die Ankerverluste und Reibungsverluste sind. Daraus folgt, dass man von der Auslaufkurve, d. h. der Kurve, welche die Abhängigkeit der Tourenzahl des Ankers während des Auslaufens von der Zeit darstellt, auf die Ankerverluste und Reibungsverluste schliessen kann.

Hat ein Anker das Massenträgheitsmoment  $J_z$  in Bezug auf die Axe und wird ihr eine Winkelgeschwindigkeit  $\omega = \frac{\pi n}{30}$  mitgeteilt, so ist die in dem Ankerkörper aufgespeicherte Energie (lebendige Kraft)

$$L = \frac{1}{2} J_z \omega^2.$$

Wird der Anker jetzt plötzlich sich selbst überlassen, so wird er seine Geschwindigkeit verlieren, und die aufgespeicherte Arbeit wird in Anker- und Reibungsverluste umgesetzt. Der von der lebendigen Kraft in irgend einem Moment geleistete Effekt ist gleich

$$-\frac{dL}{dt} = -J_z \omega \frac{d\omega}{dt} = -J_z \left(\frac{\pi}{30}\right)^2 n \frac{dn}{dt} = -C \cdot n \cdot \frac{dn}{dt},$$

$$C = 9,81 \cdot J_z \left(\frac{\pi}{30}\right)^2$$

ist eine Konstante, die wegen der complicirten Form des Ankers genau nur experimentell bestimmt werden kann. Für einen einfachen Hohlcylinder (Fig. 400) ist

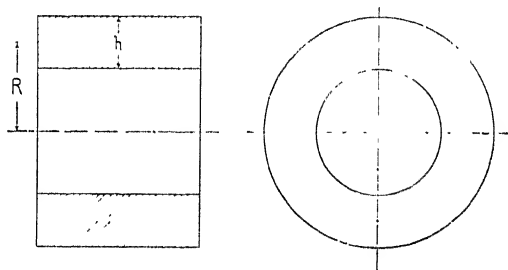


Fig. 400.

$$J_z = \frac{G}{9,81} \left( R^2 + \frac{1}{4} h^2 \right)$$

also

$$C = G \left( R^2 + \frac{1}{4} h^2 \right) \left( \frac{\pi}{30} \right)^2$$

wo  $G$  das Gewicht des Cylinders in kg bedeutet und  $R$  und  $h$  in Meter einzusetzen sind.

Um  $-\frac{dL}{dt}$  in Watt zu erhalten, wurde der Faktor 9,81 in  $C$  hineinverlegt; denn 1 sec kg/m ist gleich 9,81 Watt.

Der Effekt  $-\frac{dL}{dt}$  in Watt ist gleich den in diesem Momente durch Reibung und im Ankereisen auftretenden Verlusten, also

$$-Cn \frac{dn}{dt} = W_e + W_h + W_w \quad . \quad . \quad (141)$$

Ist  $C$  bekannt, so kann man sofort aus einer aufgenommenen Auslaufkurve, wie z. B. aus der in Fig. 401 dargestellten Kurve II, die Verlustkurve III berechnen. Es ist

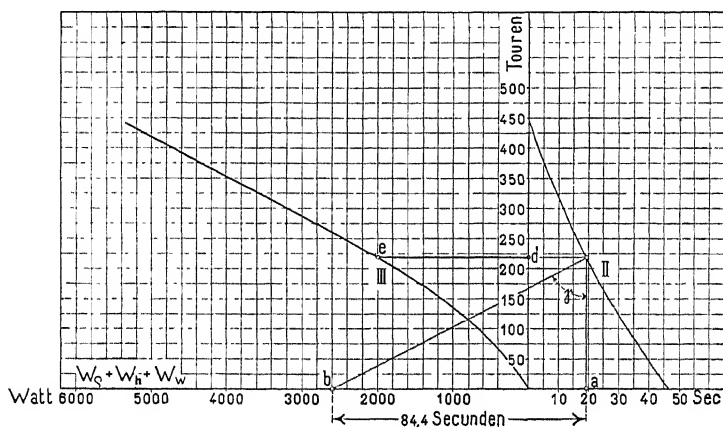


Fig. 401.

$$-\frac{dn}{dt} = \operatorname{tg} \gamma$$

und die Subnormale<sup>1)</sup>  $\overline{ab} = -n \frac{dn}{dt}$ ,

<sup>1)</sup> Die Benutzung der Subnormale zur Bestimmung des Verlaufes der Reibungsverluste mit der Tourenzahl ist schon seit längerer Zeit und vor Erwähnung der Anwendung derselben in der Literatur im elektrotechnischen Laboratorium der Hochschule Karlsruhe im Gebrauch.

also

$$W_e + W_h + W_w = C \cdot \overline{ab}$$

wo  $\overline{ab}$  im richtigen Mass einzusetzen ist;  $\overline{ab}$  bedeutet Touren mal Tourenvariation pro Sekunde. Liest man  $\overline{ab}$  in Sekunden ab, so müssen sie deswegen mit dem Verhältniss  $\left(\frac{\text{Ordinatenmassstab}}{\text{Abscissenmassstab}}\right)^2$  multiplicirt werden; dies Verhältniss ist in der Figur 401 gleich  $\left(\frac{50}{10}\right) = 25$  und somit

$$\overline{ab} = 84,4 \cdot 25 = 2110.$$

Man kann aber auch umgekehrt verfahren, indem sowohl die Auslaufkurve als auch die Verlustkurve, unter denselben Verhältnissen experimentell bestimmt werden.  $C$  kann dann leicht für beliebig viele Punkte berechnet werden. — Abgesehen von allen Massstäben ist  $C$  einfach

$$C = \frac{W_e + W_h + W_w}{n \frac{dn}{dt}} = \frac{\overline{de}}{ab} \quad . \quad . \quad . \quad (142)$$

Diese Berechnung von  $C$  genügt vollständig, um aus anderen Auslaufkurven derselben Maschine, die in demselben Massstab gezeichnet sind, wie die erste, die zugehörigen Verlustkurven zu berechnen.

Sollen die Verluste nach dieser Methode bestimmt werden, so lässt man die Maschine zuerst etwa 3 bis 4 Stunden bei der normalen Tourenzahl laufen, damit die Reibungsverluste einen stationären Zustand erreicht haben; die Maschine ist dann eingelaufen und es kann mit den Versuchen begonnen werden. Man fängt mit den Auslaufkurven an. Der Anker wird entweder als Motor durch Einleitung eines Stromes auf die entsprechend hohe Tourenzahl gebracht, dann dieser Strom plötzlich unterbrochen und der Anker sich selbst überlassen oder er wird, was sich auch bequem durchführen lässt, durch einen kleinen Elektromotor auf die gewünschte Tourenzahl gebracht; hierauf wirft man den Riemen plötzlich ab und lässt den Anker auslaufen, wobei in passend kurzen Zeitabschnitten, z. B. alle 5 Sekunden, die Tourenzahl abgelesen wird.

Das Feld wird von einer fremden Stromquelle erregt, so dass der Kraftfluss während der ganzen Auslaufzeit konstant bleibt und die in der Ankerwicklung inducirte EMK proportional der Tourenzahl ist. Die Tourenzahl lässt sich deswegen auch ohne Be-

nutzung von Tourenzählern oder Tachometern, die die Auslaufzeit beeinflussen würden, durch Anlegung eines Voltmeters an die Bürsten bestimmen. Es muss nur zuerst durch einen Versuch die Abhängigkeit der im Anker erzeugten Spannung von der Tourenzahl festgelegt werden; man kann dann mit dem Voltmeter während des Auslaufens jederzeit genau die Tourenzahl ermitteln. — Sind die Feldmagnete unerregt, so genügt auch der remanente Magnetismus der Maschine zur Bestimmung der Tourenzahl mittels Spannungsmessung. Die experimentelle Ausführung gestaltet sich nun wie folgt:

Erstens wird die Auslaufkurve ohne Erregung der Feldmagnete ermittelt; diese ist durch die Kurve I (Fig. 401a) dargestellt.

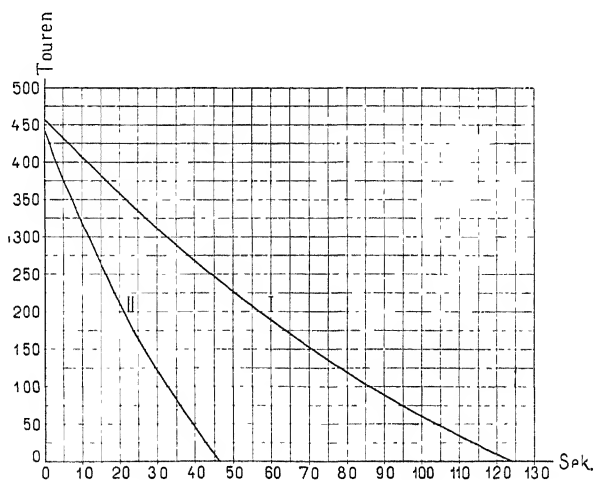


Fig. 401a. Auslaufkurven.

Zweitens wird die Auslaufkurve bei normaler Erregung (bei Vollast-Erregung) aufgenommen; Kurve II der Figur 401 und 401a geben ein Bild dieser Kurve.

Drittens wird der Leerlaufseffekt ( $W_e + W_h + W_w$ ) bei normaler Erregung (bei Vollast-Erregung) und verschiedener Tourenzahl oder Spannung bestimmt, die Figuren 402 und 403 stellen die so erhaltenen Kurven dar. — Ist die Spannung an den Bürsten  $E$ , so wird

$$W_e + W_h + W_w = E \cdot J_a - J_a^2 \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$$

da die Feldmagnete fremderregt sind.

Diese Figuren beziehen sich auf einen 140 PS-Motor der Firma „Volta“, Reval, derselbe arbeitet bei Vollast mit 400 Touren



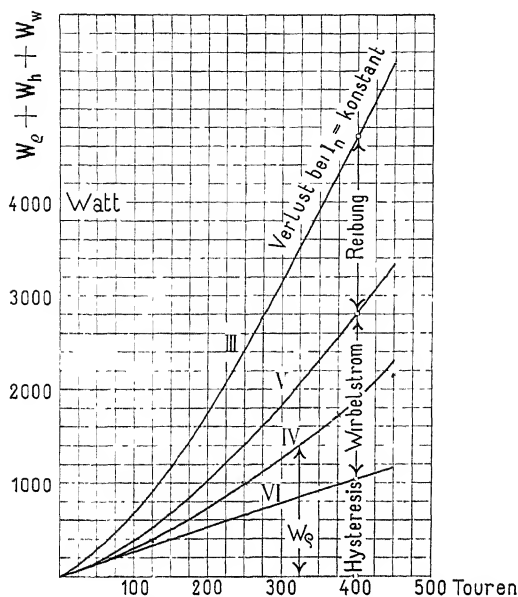


Fig. 402. Verlustkurven.

und 100 Volt Klemmenspannung. Die Versuchswerte zur Bestimmung des Leerlaufeffektes sind in der folgenden Tabelle gegeben. In der letzten Kolonne steht die aus der Figur 401 ermittelte Konstante  $C$ . Mittels der Konstante  $C = 0,946$  und der Auslaufkurve I wird weiter die Verlustkurve IV der Fig. 402 bei unerregtem Feldsystem ermittelt; indem hier  $W_h$  und  $W_w$  fast gleich Null sind, wird

$$W_e = -Cn \frac{dn}{dt} = C \cdot \bar{a}b,$$

wo  $\bar{a}b$  die Subnormale der Kurve I ist.

#### Leerlaufeffekte bei normaler Erregung.

$n$	$J_a$	$E$	$E \cdot J_a$	$J_a^2 \left( R_a + \frac{2}{a} R_u \right)$	$W_e + W_h + W_w$	$C$
218,5	37,0	53,7	1980	11	1969	0,997
258,5	40,0	63,5	2540	13	2527	0,963
281,5	41,6	69,7	2900	14	2886	0,973
311	44,0	77,5	3430	16	3416	0,980
380	46,0	93,0	4280	18	4262	0,918
405	48,5	100,5	4870	20	4850	0,905
440	49,0	109,0	5350	20	5330	0,888

Mittelwerth  $C = 0,946$ .

Werden die Ordinaten der Kurve IV von denen der Kurve III subtrahiert, so erhält man die Kurve V, welche die Eisenverluste  $W_h + W_w$  als Funktion der Tourenzahl bei normaler Felderregung darstellt. Es sind somit die Reibungsverluste und Eisenverluste getrennt, und es bleibt noch übrig, die Eisenverluste in die Hysteresis- und Wirbelstromverluste zu zerlegen.

Die Eisenverluste sind durch die Kurve V bei konstanter Sättigung als Funktion der Tourenzahl aufgetragen; nun nehmen bekanntlich die Hysteresisverluste bei konstanter Sättigung des Eisens proportional der Tourenzahl und die Wirbelstromverluste proportional dem Quadrate der Tourenzahl zu. — Trägt man deswegen die Ordinaten  $(W_h + W_w)$  der Kurve V dividirt durch die entsprechende Tourenzahl in einer neuen Figur 403 als Funktion der Tourenzahl auf, so erhält man eine Gerade, die auf der Ordinatenaxe den Hysteresisverlust 2,6 Watt für eine Umdrehung abschneidet; bei 400 Umdrehungen erhält man

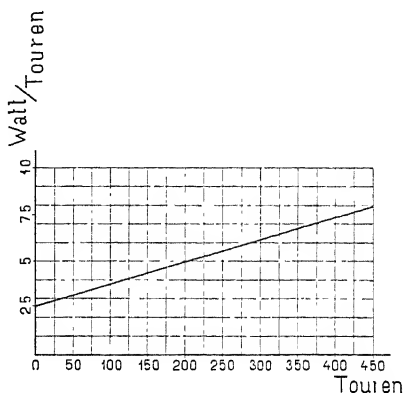


Fig. 403.

$$W_h = 2,6 \cdot 400 = 1040 \text{ Watt.}$$

Die Gerade VI der Figur 402 stellt den Hysteresisverlust bei normaler Erregung als Funktion der Tourenzahl dar; die Differenz der Ordinaten der Kurven V und VI ist somit gleich dem Wirbelstromverlust bei konstanter Erregung und variabler Tourenzahl. Die Trennung der Verluste  $W_e + W_h + W_w$  ist also mit Hilfe von drei Versuchen, die nur kurze Zeit in Anspruch nehmen, erledigt.

Die Kurven der Figur bestätigen erstens, dass die Reibungsverluste nicht proportional der Tourenzahl, sondern mit der 1,5ten Potenz der Tourenzahl wachsen; ferner sieht man, dass die Wirbelstromverluste sehr grosse Werthe annehmen können, während die Hysteresisverluste ungefähr mit dem berechneten Werth bei 400 Touren übereinstimmen;  $\sigma_w$  ist hier gleich 15,7.

Wir gehen nun einen Schritt weiter und nehmen die Auslaufkurve nicht allein bei unerregtem und normal erregtem Felde auf, sondern auch bei verschiedenen anderen Erregungen, z. B. für  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{2}$  und  $\frac{3}{4}$  der normalen Erregung und trennen für diese Erregungen wieder die Verluste.

Aus den so erhaltenen Kurven ergeben sich dann die einzelnen Verluste bei einer konstanten Tourenzahl, z. B.  $n=400$  und verschiedenen Sättigungen im Eisen, die bei der konstanten Tourenzahl den inducirten EMKen proportional sind. Diese Kurven sind in der Figur 404 zusammengestellt und man hat hier ein Bild über

den Verlauf der Hysteresis- und Wirbelstromverluste als Funktion der Eisensättigung.

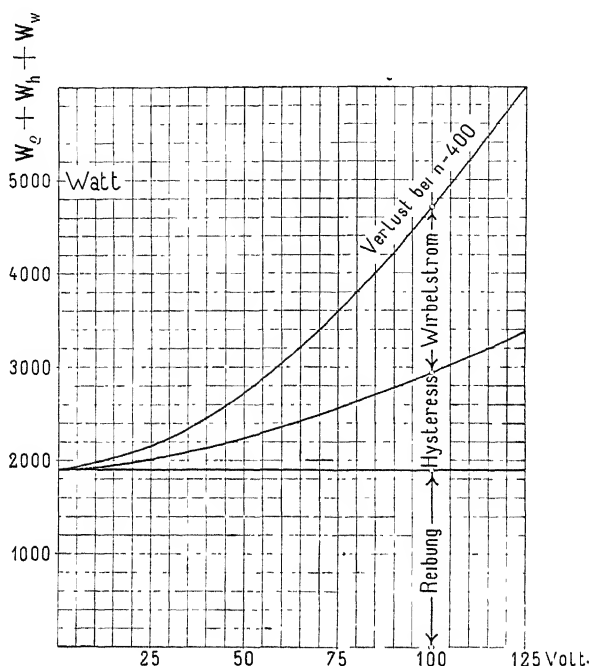


Fig. 404. Trennung der Verluste.

Bei dieser Untersuchungsmethode ist es nur nöthig, ca. 5 Auslaufkurven aufzunehmen und den Leerlaufseffekt  $W_e + W_h + W_w$  bei normaler Erregung zu messen, was alles in kurzer Zeit erledigt werden kann, so dass während dieser Versuchsdauer der Zustand der Maschine als konstant angesehen werden kann, um das ganze Verhalten einer Maschine in Bezug auf den Eisenverlust genau kennen zu lernen. — Deswegen eignet sich diese Methode vorzüglich für die Praxis, theils um den Einfluss der Konstruktion und der Bearbeitung des Ankers auf die Wirbelstromverluste zu kontrolliren, theils um die Grösse der Hysteresisverluste und die gesammten Eisenverluste bei den verschiedenen Maschinengrößen zu bestimmen, um diese für Vorausberechnungen benutzen zu können.

Bei sehr kleinen Maschinen wird diese Methode nicht so bequem sein, da hier die Auslaufzeit sehr kurz wird; aber bei Maschinen von ca. 5 KW ab und darüber ist die Methode sehr zu empfehlen.

Eine direkte Bestimmung des Wirkungsgrades einer Gleichstrommaschine kann oft unbequem und ungenau sein; des-

wegen ist es nach den Vorschriften des Verbandes deutscher Elektrotechniker erlaubt, den Wirkungsgrad indirekt nach der Leerlaufmethode zu bestimmen. Man ermittelt für die Maschine als Motor bei Leerlauf den Verlust, welcher zum Betrieb der Maschine bei normaler Tourenzahl und normaler Feldstärke im eingelaufenen Zustande auftritt. Dieser stellt den durch Luft, Lager und Bürstenreibung, Hysteresis und Wirbelströme bedingten Verlust dar, dessen Aenderung mit der Belastung nicht berücksichtigt wird. Durch elektrische Messungen und Rechnungen wird der Verlust durch Stromwärme in der Feld- und Ankerwicklung, in den Bürsten- und deren Uebergangswiderstand bei entsprechender Belastung ermittelt.

Bei der Bestimmung des Uebergangsverlustes muss auf die Bewegung des Kollektors, die richtige Stromstärke und bei Berechnung der übrigen Verluste auf den warmen Zustand der Maschine Rücksicht genommen werden. Ein etwaiger, bei normalem Betriebe in einem Vorschaltwiderstand für die Feldwicklung auftretender Verlust ist mit in Rechnung zu ziehen. Die Summe der vorstehend erwähnten Verluste wird als „messbarer Verlust“ bezeichnet. Als Wirkungsgrad wird das Verhältniss der Leistung zur Summe von Leistung und „messbarem Verlust“ angesehen.

$$\eta = \frac{E \cdot J}{E \cdot J + W_k + W_h + W_w + W_e}.$$


---

## Fünfundzwanzigstes Kapitel.

121. Die Erwärmung und Abkühlung eines homogenen Körpers. — 122. Die Erwärmung der Magnetspulen. — 123. Die Erwärmung des Ankers. — 124. Die Erwärmung des Kollektors. — 125. Die Erwärmung der Lager. — 126. Die Erwärmung von Kapselmotoren. — 127. Die Erwärmung einer Gleichstrommaschine bei aussetzendem Betrieb.

### 121. Die Erwärmung und Abkühlung eines homogenen Körpers.

Diejenige Energie, welche den in einer Gleichstrommaschine auftretenden Effektverlusten entspricht, wird in Wärme übergeführt, einerlei welcher Art diese Verluste sind.

Es tritt deswegen eine Temperaturerhöhung der Maschine über die Temperatur der umgebenden Luft ein, und die entstandene Temperaturdifferenz bewirkt, dass theils durch Konvektion der umgebenden Luft, theils durch Strahlung und theils durch Leitung Wärme an die Umgebung abgegeben wird.

Die erzeugte Wärme ist den Verlusten und die Wärmeabfuhr ungefähr der Temperaturerhöhung und der ausstrahlenden Oberfläche proportional.

Setzt man eine Maschine in Betrieb, so steigt deren Temperatur anfangs schnell, weil fast keine Wärme an die Umgebung abgegeben wird und die erzeugte Wärme lediglich zur Erwärmung der Maschine dient. Mit steigender Temperatur der Maschine wächst jedoch die Wärmeabgabe nach aussen, und die Temperatur derselben steigt langsamer an und nähert sich asymptotisch dem stationären Zustande, bei welchem die Wärmeabgabe gleich der Wärmeerzeugung ist. Die Kurve I der Fig. 405 veranschaulicht den Verlauf der Temperaturkurve.

Wäre der sich erwärmende Körper vollständig homogen und die Abkühlung der ganzen Oberfläche desselben eine gleichmässige,

so würde sich als Temperaturkurve eine Exponentialkurve ergeben, und es wäre

$$t = T \left( 1 - e^{-\frac{z}{Z}} \right)$$

wo  $t$  die Temperaturerhöhung nach der Zeit  $z$ ,  $T$  die maximale Temperaturerhöhung, und  $Z$  eine Zeitkonstante bedeutet.

Durch Differentiation ergibt sich (stehendes  $e$  Basis der nat. log.)

$$\frac{dt}{dz} = \frac{T}{Z} e^{-\frac{z}{Z}}$$

und

$$\left( \frac{dt}{dz} \right)_{z=0} = \frac{T}{Z} = \operatorname{tg} \alpha.$$

Im Ursprung der Temperaturkurve ist das Ansteigen derselben nur abhängig von der Wärmeerzeugung im Körper und von

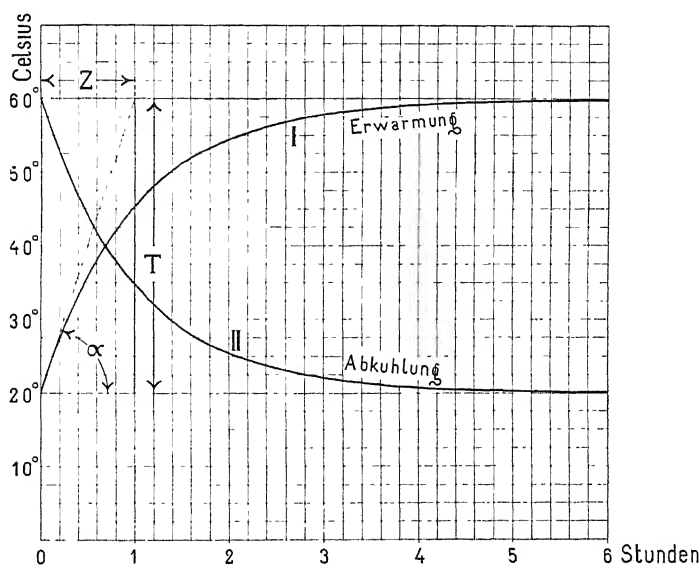


Fig. 405. Temperaturkurven eines homogenen Körpers.

der Wärmekapazität desselben; deswegen bedeutet  $Z$  die Zeit, welche vergehen würde, um dem Körper die Temperaturerhöhung  $T$  beizubringen, wenn keine Wärmeabgabe nach aussen stattfände. Es verhält sich daher

$$\frac{Z}{T} = \frac{\text{Wärmekapazität des Körpers}}{\text{Wärmeerzeugung des Körpers}}$$

und da beim stationären Zustande die ganze Verlustwärme nach aussen abgegeben wird, ist

$$T = \frac{\text{Wärmeerzeugung}}{\text{Abkühlungsfläche}} \cdot C_0$$

wo  $C_0$  den Koeffizienten der Wärmeabgabe bedeutet.

Ist ein homogener Körper auf eine bestimmte Temperaturerhöhung  $T$  über die umgebende Temperatur gebracht und wird die Wärmezufuhr unterbrochen, so wird derselbe sich abkühlen und zwar nach der Kurve II Fig. 405, deren Gleichung

$$t = T e^{-\frac{z}{Z}}$$

lautet. Diese Kurve lässt sich aus der Erwärmungskurve leicht ableiten.

Wie aus den obigen zwei Gleichungen ersichtlich, stellt sich eine konstante Temperatur erst nach unendlich langer Zeit ein; da aber die Messung der Temperaturerhöhung über die der umgebenden Luft stets mit einem Beobachtungsfehler behaftet ist, so kann man für praktische Zwecke annehmen, dass der Endzustand erreicht ist, sobald die etwa noch zu erwartende Temperaturerhöhung kleiner ist als der Beobachtungsfehler. Es ist somit die praktische Frage zu beantworten: nach welcher Zeit ist die Temperatur des betrachteten Körpers bis auf  $n\%$  an den theoretischen Endwerth herangekommen?

Dies ist der Fall, wenn

$$100 \cdot \frac{T - t}{T} = n$$

also wenn 
$$e^{-\frac{z}{Z}} = \frac{n}{100}$$

Hieraus folgt für  $z$

$$z = Z \ln \cdot \left( \frac{100}{n} \right).$$

Mit Hilfe dieser Formel lässt sich die folgende Tabelle berechnen, die auch für Abkühlung gilt:

$n =$	10%	5%	4%	3%	2%	1%	0,5%
$z$	2,3 Z	3 Z	3,22 Z	3,51 Z	3,91 Z	4,6 Z	5,3 Z

Nach einer Zeit von 3 bis 4 Z ist die Temperatur nur noch 5 bzw. 2% von der theoretischen Endtemperatur entfernt, also praktisch genommen konstant.

Die Belastungsgrenze einer Dynamomaschine wird entweder durch unzulässige Funkenbildung oder durch die Erwärmung fest-

gelegt. — Es ist deshalb von Wichtigkeit die Temperaturerhöhung der einzelnen Theile einer Dynamo zu ermitteln. Im allgemeinen herrscht hier noch Unsicherheit — ganz zuverlässige Formeln giebt es nicht, da die Temperaturerhöhung zu sehr von der Bauart der Maschine abhängt. Für einzelne Typen kann man durch Experimente Formeln ermitteln, welche ziemlich genaue Resultate geben. In dieser Weise hilft man sich gewöhnlich in der Praxis.

## 122. Die Erwärmung der Magnetspulen.

Hier haben wir es nicht mehr mit einem homogenen Körper, der überall gleichmässig abgekühlt wird, zu thun; trotzdem weichen die Temperaturkurven nicht stark von einer Exponentialkurve ab.

Die Spulen kühlen sich ab durch Wärmeausstrahlung an die Umgebung, durch die Konvektion der Luft, welche durch die Umdrehung des Ankers, der die Luft in Bewegung setzt, erhöht wird, und durch Wärmeleitung der Magnetkerne. Die Spulen erwärmen sich theils wegen den Stromwärmeverlusten in den Spulen selbst und theils wegen der Erwärmung der Polschuhe, die durch die in denselben inducirten Wirbelströme und durch die Wärmeausstrahlung des Ankers erhitzt werden. Um die Grösse dieser verschiedenen Einflüsse zu zeigen, werden im Folgenden einige diesbezügliche Versuche beschrieben.

Neu, Levine und Havill<sup>1)</sup> haben die Wärmevertheilung in einer Magnetspule in folgenden Fällen untersucht: 1) wenn die Spule vollständig frei in der Luft, 2) wenn sie auf einem hölzernen Tisch, 3) wenn sie auf dem Magnetkern bei ruhendem und stromlosem Anker, und 4) wenn sie auf dem Magnetkern bei rotirendem und belastetem Anker sich befand. — Die Temperatur an den verschiedenen Orten der Spule wurde bestimmt durch Messung der Widerstandszunahme der einzelnen Theile der Spule, wie die Fig. 406 zeigt.

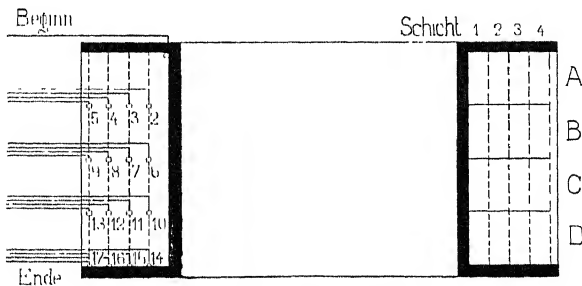


Fig. 406. Magnetspule.

<sup>1)</sup> Electrical World, XXXVIII, Seite 56.



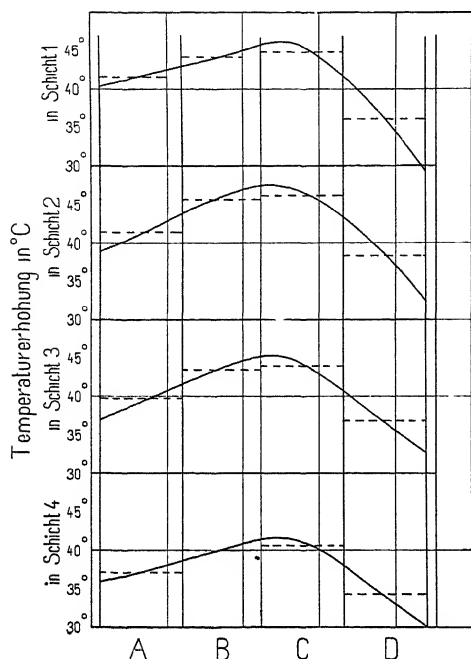


Fig. 407. Temperaturerhöhung der Magnetspule Fig. 406 in verschiedenen Schichten.

Die Spulen wurden während sechs Stunden erwärmt und die Temperaturen von Zeit zu Zeit gemessen; die Spannung an den Spulenklemmen wurde die ganze Zeit konstant gehalten. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Fig. 407, 408 und 409 graphisch wiedergegeben. — Die Kurven der Fig. 407 stellen den Verlauf der Temperatur in den verschiedenen Schichten als Funktion der Spulenlänge dar, und Fig. 408 giebt ein Bild der Wärmevertheilung in der Spule für verschiedene Abkühlungsverhältnisse.

Die Vertheilung ist durch Isothermen dargestellt, welche um  $2,5^{\circ}\text{C}$ .

aus einander liegen; Fig. 409 stellt die mittlere Temperaturerhöhung als Funktion der Zeit unter den vier genannten Bedingungen dar.

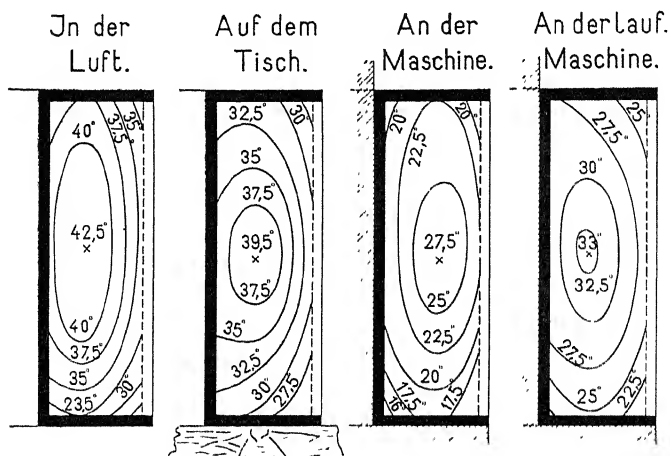


Fig. 408. Isothermen der Erwärmung der Magnetspule Fig. 406 für verschiedene Abkühlungsverhältnisse.

Die Kurven zeigen, dass unter allen Versuchsbedingungen der heisseste Punkt der Spule in der Nähe des Schwerpunktes des Spulenquerschnittes liegt, und dass die Isothermen regelmässige Kurven von elliptischer Form sind.

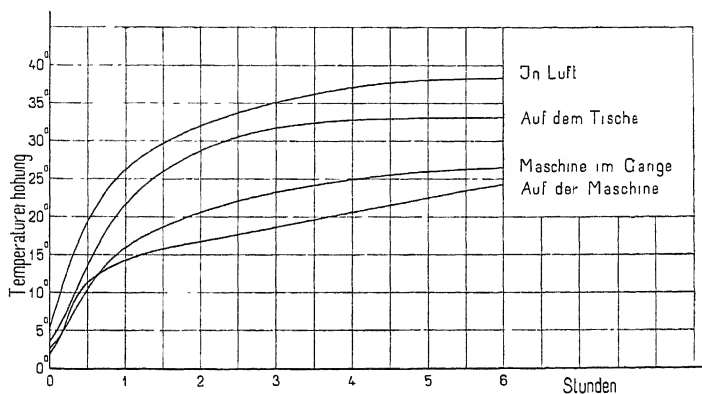


Fig. 409. Temperaturkurven der Magnetspule Fig. 406 für verschiedene Abkühlungsverhältnisse.

Wenn die Spule sich in der Luft befindet, so liegt der Punkt höchster Temperatur unterhalb der Spulenmitte und näher an der inneren Seite. Der kälteste Theil der Wicklung liegt auch in der unteren Hälfte, so dass die Variation der Temperatur unten viel grösser ist als oben in der Spule, woraus folgt, dass der untere und äussere Theil der Spule sich am besten abkühlen.

Wenn die Spule auf einem Tisch steht, so hört die Luftströmung durch den inneren Theil auf, und die innere Seite wird wärmer als die äussere. Der Tisch scheint die Spule gleichmässig zu kühlen und nicht nur den unteren Theil allein, wie man erwarten könnte.

Sitzen die Spulen auf den Magnetkernen, so ist die Abkühlung derselben eine bessere, weil das Eisen die Wärme besser leitet als die Luft.

Wenn die Maschine belastet läuft, so kühlt das Eisen die Spulen nicht so viel ab, als wenn die Maschine stillsteht. Der heisseste Theil der Spule liegt in der Mitte der Spule, aber näher am Eisenkern als an der Oberfläche, was darauf deutet, dass der Magnetkern kleinere Wärmemengen fortleitet, wenn die Maschine läuft, als wenn sie still steht.

Der Magnetkern wird nämlich bei Belastung der Maschine durch die Wärmeausstrahlung des Ankers und durch die Hysteresis- und Wirbelstromverluste in den Polschuhen erwärmt. Der dem Anker

zugekehrte untere Theil der Spule ist jedoch besser abgekühlt als der obere Theil, weil der untere Theil durch die Ventilation gekühlt wird und der obere Theil, gegen welchen die heisse Luft geschleudert wird, sich erwärmt. Alle diese Einflüsse zusammengenommen bewirken, dass sich die Temperatur in der Spule gleichmässiger vertheilt, wenn die Maschine läuft, als unter den anderen Bedingungen, und dass die mittlere Temperatur einer Spule durch Widerstandszunahme gemessen nur wenig vergrössert wird, wenn die Maschine belastet läuft, als wenn sie stillsteht.

Das Verhältniss zwischen der Temperaturerhöhung des heissesten Punktes und der mittleren durch Widerstandsmessung bestimmten Temperaturerhöhung der Spule ist im Mittel aus den vier Versuchsspulen

in Luft . . . . .	1,135
auf dem Tisch . . . . .	1,17
auf die Maschine bei Stillstand	1,21
und auf die Maschine belastet	1,12.

E. Brown<sup>1)</sup> fasst die Resultate seiner Untersuchungen an einer zweipoligen Maschine der Siemens-Type in folgende Punkte zusammen:

1) Wegen der bedeutenden Temperaturgefalle gegen die Spulenden hin ist es von Vorthail, die Endflächen so gut leitend für die Wärme zu gestalten, als der Isolationswiderstand derselben es erlaubt.

2) Wegen der grossen Rolle, die die Magnetkerne als Wärmeleiter spielen, ist es zu empfehlen die Zwischenlagen zwischen Spule und Magnetkern aus einem die Wärme gut leitenden Material herzustellen; deswegen sollen sich auch die Spulen eng an den Kern anschliessen.

3) Wegen der grossen Temperaturdifferenz zwischen den inneren Theilen der Magnetspule und der Oberfläche derselben, welche sich besonders in der Mitte der Spule bemerkbar macht, ist es günstig, den mittleren Theil am besten abzukühlen, indem man die Spule in der Mitte dünner macht.

Es ist aus den Versuchen ersichtlich, dass die Temperatur mit dem Orte bedeutend variirt, und dass man mit Thermometermessungen weder die mittlere noch die maximale Temperatur bestimmen kann. Um das Verhältniss festzulegen zwischen der mittleren Temperatur durch die Widerstandserhöhung gemessen und der Temperatur durch Thermometer gemessen, nahmen Neu, Levine und Havill die in den Figuren 410 und 411 dargestellten Kurven auf. Um einen

<sup>1)</sup> Journal of the Institution of Electrical Engineering, August 1901.

Mittelwerth für die Temperatur der Oberfläche zu bekommen, wurde dieselbe an den beiden Spulenenenden und in der Mitte gemessen und daraus der Mittelwerth genommen. In der Mitte war die Temperatur-

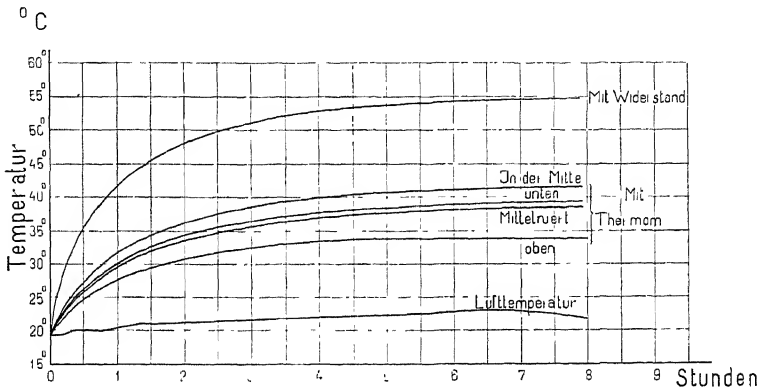


Fig. 410. Die mit Widerstandsmessung und mit Thermometer ermittelten Temperaturkurven einer Magnetspule.

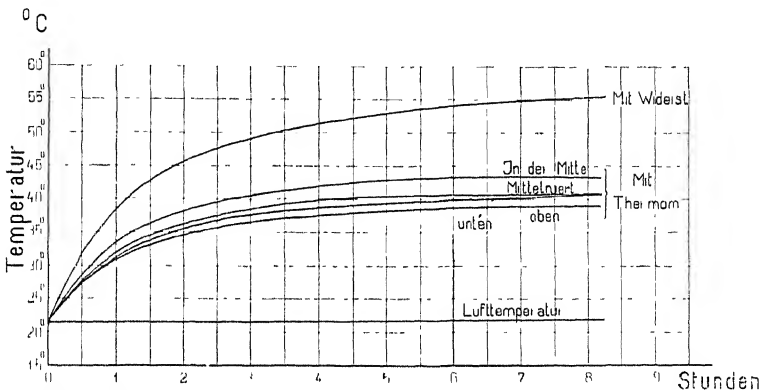


Fig. 411. Die mit Widerstandsmessung und mit Thermometer ermittelten Temperaturkurven einer Magnetspule.

erhöhung ca. 15<sup>0</sup>/<sub>100</sub> grösser als an den Enden, und man kann aus diesen und anderen Versuchen den Schluss ziehen, dass das Verhältniss

Mittlere Temperaturerhöhung durch Widerstandsmessung

Mittlere Temperaturerhöhung durch Thermometermessung

= 1,4 bis 1,6 ist, und dass es unter Umständen bis auf 2,0 ansteigen kann; das Verhältniss ist um so grösser, je dicker die Kupferschicht der Spule ist.

Wird ein Thermometer zur Messung der Temperatur verwendet, so muss eine möglichst gute Wärmeleitung zwischen diesem und dem zu messenden Maschinentheil herbeigeführt werden, z. B. durch Stanniolumhüllung. Zur Vermeidung von Wärmeverlusten wird die Kugel des Thermometers und die Messstelle ausserdem mit einem schlechten Wärmeleiter (trockener Putzwolle und dergleichen) überdeckt. Die Ablesung findet erst statt, nachdem das Thermometer nicht mehr steigt.

Es ist klar, dass von allen Temperaturen die maximale Temperatur der Magnetspule uns am meisten interessiert; denn, wenn diese zu hoch wird, so wird die Isolation der Drähte spröde und trocken und kann leicht beschädigt werden.

Der Verband Deutscher Elektrotechniker schreibt deswegen vor, dass die Temperaturerhöhung der Magnetspulen durch die Widerstandszunahme der Wicklung gemessen werden sollen, und dass, wenn der Temperaturkoeffizient des Kupfers nicht besonders bestimmt wird, zu 0,004 anzunehmen ist. Ferner bestimmen die Verbandsvorschriften, dass in gewöhnlichen Fällen und sofern die Lufttemperatur  $35^{\circ}\text{C}$ . nicht übersteigt, folgende Werthe der Temperaturzunahmen bei isolirten Wicklungen, Kollektoren und Schleifringen nicht überschritten werden dürfen:

Bei Baumwollisolirung . . .	$50^{\circ}\text{C}$ .
„ Papierisolirung . . .	$60^{\circ}$ „
„ Isolirung durch Glimmer,	
Asbest und deren Präparate	$80^{\circ}$ „

Bei ruhenden Wicklungen sind  $10^{\circ}\text{C}$ . höhere Werthe zulässig.

Bei Strassenbahnmotoren sollen nach einstündigem, ununterbrochenem Betrieb mit normaler Belastung im Versuchsraum folgende Werthe der Temperaturzunahme nicht überschritten werden:

Bei Baumwollisolirung . . .	$70^{\circ}\text{C}$ .
„ Papierisolirung . . .	$80^{\circ}$ „
„ Isolirung durch Glimmer-	
Asbest und deren Präparate	$100^{\circ}$ „

Bei kombinierten Isolirungen gilt die untere Grenze.

Neu, Levine und Havill haben aus ihren Messungen gefunden, dass die Abkühlungsfläche gegenüber dem Magnetkern mehr Wärme fortleitet als die gleich grosse Abkühlungsfläche gegen Luft. Wird die erste, in  $\text{cm}^2$  ausgedrückt, mit  $F$  bezeichnet und die totale Abkühlungsfläche gegen Luft mit  $A$ , so ergaben die Versuche, dass die Temperaturerhöhung  $T$  in Grad Celsius gleich ist

$$T = \frac{2200 \text{ Wattverlust}}{A + 2,4 F} \text{ bei stillstehender Maschine}$$

$$\text{und } T = \frac{2200 \text{ Wattverlust}}{A + 1,85 F} \text{ bei belasteter Maschine.}$$

Da die Fläche  $F$  immer in einem bestimmten Verhältniss zu  $A$  steht, so kann die folgende Formel zur Vorausberechnung der durch Widerstandsmessung bestimmten mittleren Temperaturerhöhung einer Magnetspule benutzt werden

$$T_m = \frac{500 \text{ bis } 750}{a_m} \text{ Grad Celsius . . . . (143)}$$

wo  $a_m$  die spezifische Kühlfläche der Magnetspule, d. h. die Abkühlfläche in  $\text{cm}^2$  pro 1 Watt Verlust

$$a_m = \frac{\text{Abkühlungsfläche in cm}^2}{\text{Wattverlust}} = \frac{A_m}{W_H + W_n} \quad . \quad (144)$$

$A_m$  ist die Abkühlungsfläche aller Spulen. Wenn die Magnetspulen lang sind, so wird die Abkühlungsfläche  $A_m$  nach der Figur 412 berechnet, indem nur eine Endfläche der Spule als stark kühlend angesehen wird. Sind die Spulen dagegen kurz und dick, so wird  $A_m$  nach der Figur 413 berechnet.

In der obigen Formel für  $T_m$  ist keine Rücksicht auf die Wärmeausstrahlung des Ankers und die Ventilation durch die Bewegung desselben genommen, weil wie, aus der Figur 409 ersichtlich, diese zwei Einflüsse einander fast kompensieren.

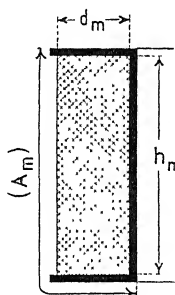


Fig. 412.

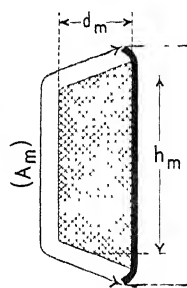


Fig. 413.

Der Koeffizient der Wärmeabgabe ( $C_m = 500$  bis  $750$ ) hängt erstens von der Bauart der Maschine und zweitens von  $a_m$  ab. Ist die Maschine halbgeschlossen wie bei kleineren Typen, wo die Lager in Schildern angebracht sind, und ist die Temperaturerhöhung des Ankers gross, so ist die Konstante auch gross zu wählen.

Je besser der Anker ventilirt ist, desto grösser ist die Wärmeabgabe des Ankers an die Umgebung und desto grösser muss  $C_m$  gewählt werden. Je grösser  $T_m$  wird, um so grösser wird auch die Erwärmung des Joches, und durch die Wärmeabgabe der äusseren Jochfläche wird die stationäre Temperatur  $T_m$  kleiner, als sonst zu erwarten ist, und deswegen ist  $C_m$  kleiner zu wählen, wenn  $a_m$  und die radiale Höhe des Joches klein sind.

Tabelle des Koeffizienten  $C_m$  der Wärmeabgabe einer Magnetspule.

Leistung in KW	Umfangsgeschwindigkeit des Ankers $v$ m/sec.	Bauart des Ankers (ventiliert oder nicht ventiliert)	Temperaturerhöhung der Ankeroberfläche $T_a$	Isolation und Ausführung der Magnetspulen	Polmaterial	$\frac{t_1 - z_1}{\delta}$	Bauart der Maschine (offene, halbgeschlossene oder geschlossene Type)	Radiale Höhe des Joches	Temperaturerhöhung der Jochoberfläche	Die spezifische Kühlfläche der Spulen $a_m$	Temperaturerhöhung der Spulen $T_m$	$C_m$	Firma
10	7,3	nicht ventiliert	61	*)	Blech	2,45	geschl.	4,0		11,4	80	900	Volta
26	8,3	1 Luftschlitz	42	Zinkspulen	Stahl	2,23	offen	7,0		11,7	57	665	G. f. El. Ind.
30	14,75	2	24	*)	"	1,3	"	4,5		8,3	63	520	Volta
50	16,0	1	40	Zinkspulen	"	3,15	"	6,3		11,2	54	605	G. f. El. Ind.
75	6	3	30	*)	Blech	5,8—2	"	8,0		10,8	65	570	Volta
100	16,25	3	33,5	—	Stahl	1,54	"			18,0	30,5	550	El. et. Hydr. Charleroi
110	15,9	3	27	—	"	1,2	"			8,8	59	520	Volta
100 200	11,25	4	21	—	Blech	1,0	"			21,1	21	465	El. et. Hydr. Charleroi
200	13,7	1	46	—	Stahl	0,65	"			16,7	27,5	460	El. et. Hydr. Charleroi
200	10,6	5	30	—	"	1,2	"	12,5 u. 20,5		23,6	30	710	Gen. El.
240	14,3	nicht ventiliert	29	—	"	0,5	"		5	15,6	35	546	Lahmeyer

\*) Spulenplatten sind aus Messinggruss, Spulenkörper aus Eisenblech, Isolation besteht aus Papier und 1 m/m starken Micaeleinen.

Wenn man einigermassen zuverlässige Resultate in der Praxis erzielen will, so stellt man am besten alle Versuchsergebnisse wie oben zusammen; man kann dann die verschiedenen Einflüsse übersehen und bei Neuberechnungen die Konstante  $C_m$  mit ausreichender Sicherheit wählen.

Um eine bessere Kühlung der Magnetspulen zu bewirken, kann jede Spule untertheilt werden; die einzelnen Theile können mittels Holzkeilen oder dergl. aus einander gehalten werden, damit die Luft zu den inneren Lagen Zutritt bekommt (Fig. 414). Die Temperaturerhöhung einer Spule hängt hauptsächlich von der Dicke  $d_m$  der Spule und der Stromdichte  $s_e$  in derselben ab; denn der Stromwärmeverlust ist, wenn  $l_e$  die mittlere Länge einer Erregerwindung bedeutet

$$\Pi_n = \frac{(1 + 0,004 \frac{T_m}{T_0}) AW_t \cdot l_e \cdot s_e}{5700}$$

und da die Abkühlungsfläche proportional  $l_e \cdot h_m$  ist, wird  $T_m$  angenähert proportional

$$\frac{AW_t \cdot l_e \cdot s_e}{l_e \cdot h_m} = AW_t \cdot \frac{s_e}{h_m}$$

wo  $h_m$  die Höhe der Magnetspule ist.

Abgesehen von der Art der Isolation und der Form der Drähte ist  $AW_t$  proportional dem Produkte der Stromdichte und des Querschnittes  $Q_m = h_m \cdot d_m$  einer Spule, woraus folgt

$$T_m \text{ proportional } h_m \cdot d_m \frac{s_e^2}{h_m} = d_m \cdot s_e^2.$$

Eine kleine Erhöhung der Stromdichte würde somit  $T_m$  stark vergrößern, wenn nicht die Konstante  $C_m$  mit zunehmendem  $a_m$  abnehmen würde. Mit der Spulendicke  $d_m$  geht man bei längeren rechteckförmigen Spulen selten über 5 bis 6 cm; diese ist wie aus der Proportionalität ersichtlich, fast lediglich von der Stromdichte und der zulässigen Temperaturerhöhung abhängig.

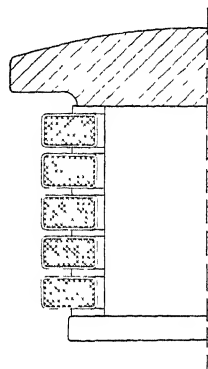


Fig. 414. Untertheilte Feldspulen.

### 123. Die Erwärmung des Ankers.

Diejenigen Theile der Ankerwicklung, die ausserhalb der Nuten liegen, kühlen sich bei der Rotation des Ankers viel besser ab als diejenigen Theile, die im Ankereisen eingebettet sind, und da ge-



wöhnlich die Länge des Drahtes ausserhalb der Nuten bedeutend länger (oft zwei bis dreimal so lang) ist als das Stück, welches im Eisen liegt, so würde die durch die Widerstandszunahme der Ankerwicklung bestimmte Temperatur kein richtiges Mass für die maximale Temperatur des Ankers sein. Da ferner die äusserste Schicht des Ankers sich am stärksten erwärmt, weil dort die Verluste pro Volumeinheit am grössten sind, so wird die maximale Temperatur des Ankers mit dem Thermometer gemessen. Diese Messmethode stimmt auch mit den Vorschriften des Verbandes Deutscher Elektrotechniker überein.

Für eine bestimmte Abkühlungsfläche und eine als zulässig gegebene Temperaturzunahme kann die Wärmeerzeugung oder der Wattverlust des Ankers um so grösser werden, je besser die Abkühlungsfläche und je grösser die Umfangsgeschwindigkeit desselben ist. Nackte und raue Flächen des Ankerkernes, die weder durch die Wicklung, noch durch Isolation bedeckt sind, gehören zu den besten Abkühlungsflächen, wie z. B. die innere Fläche des Kernes eines Trommelankers, sofern eine gute Luftcirkulation hier möglich ist, ferner die Seitenflächen von Trommelankern mit Mantelwicklung; vollständig bewickelte Ringanker erschweren dagegen die Abkühlung des Eisenkernes.

Wenn die Armaturwicklung so gestaltet ist, dass die Luft zwischen die Windungen treten kann, wie das z. B. bei den Stabankern vorkommt, so wird die Abkühlung sehr begünstigt.

Der Einfluss der Umfangsgeschwindigkeit auf die Abkühlung ist von der Konstruktion des Ankerkörpers, der Konstruktion der Wicklung und der Anordnung der Magnetpole abhängig.

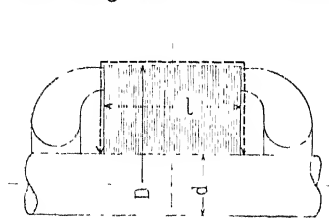


Fig. 415.

Die Temperaturzunahme des Ankers hängt auch von der Lüftung des Raumes ab, in welchem die Dynamo aufgestellt ist. In einem gut gelüfteten Raume wird dem Anker kühle Luft zuströmen und da die Wärme durch Konvektion besser abgeführt wird, als durch Strahlung, so wird bei beständiger

Lufterneuerung ein kleineres Temperaturgefälle nöthig sein, um die erzeugte Wärme fortzuleiten.

Bei kleinen Ankern gelten als Abkühlungsflächen  $A_a$  die Fläche des Cylindermantels ( $\pi D l_1$ ) und die beiden Seitenflächen ( $\frac{\pi}{2} D^2$ ), also

$$A_a = \pi D l_1 + \frac{\pi}{2} D^2.$$

Durch diese Flächen muss der totale Ankerverlust

$$W_{ka} + W_h + W_w$$

fortgeführt werden.

Bei kleinen Ankern bis zu ca. 20 KW kann man deswegen die auf Stillstand reducirte specifische Kühlfläche des Ankers

$$\alpha_a = \frac{\text{Abkühlungsfläche in cm}^2}{\text{Wattverlust}} \cdot (1 + 0,1v) = \frac{A_a}{W_{ka} + W_h + W_w} (1 + 0,1v)$$

$$\alpha_a = \frac{\pi D l_1 + \frac{\pi}{2} D^2}{W_{ka} + W_h + W_w} (1 + 0,1v) \quad . \quad . \quad (145)$$

setzen, und man wird bei halbgeschlossenen Typen mit Lager-  
schildern die Temperaturerhöhung des Ankers gleich

$$T_a = \frac{400 \text{ bis } 550}{\alpha_a} \text{ Grad Celsius} \quad . \quad . \quad (146)$$

finden. Bei ganz offenen Typen mit besonderen Lagern ist der Koeffizient der Wärmeabgabe ca. 30% kleiner, d. h.  $C = 300$  bis 425.

Für die Bestimmung der Kupferverluste  $W_{ka}$  im Anker ist die halbe Länge einer Windung von Bedeutung, diese ist bei zweipoligen Ankern gleich

$$l_a = l_1 + 1,25 D + 5 \text{ cm};$$

bei mehrpoligen Ankern kann man setzen

$$l_a = l_1 + 1,4 \tau + 5 \text{ cm}.$$

$v$  ist die Umfangsgeschwindigkeit des Ankers in Meter pro Sek.

$$v = \frac{\pi D n}{6000} \text{ m/sec.}$$

Die Berücksichtigung des Einflusses der Umfangsgeschwindigkeit des Ankers auf die Abkühlung, wie die Formel angiebt, ist von verschiedenen Konstrukteuren bestätigt worden.

Bei grösseren Ankern unterstützt man, wenn es erforderlich ist, die Abkühlung durch Anordnung von besonderen Luftkanälen im Eisenkerne. Man untertheilt den Armaturkörper normal zur Axe in 3 bis 4 oder mehrere Theile je nach der Länge des Ankers; diese sind durch Luftschlitze von einander getrennt, die entweder durch gerippte Messingscheiben, durch Eisenbleche mit aufgenieteten Streifen

oder durch gewellte Bleche, welche in gewissen Abständen an Stelle der Ankerbleche in den Ankerkern eingefügt sind, hergestellt werden. Besonders Maschinen mit hoher Tourenzahl im Verhältniss zur Leistung, bei welchen der Durchmesser des Ankers klein und die Länge desselben gross ausfällt, haben verhältnissmässig kleine Kühlflächen; deshalb ist bei diesen für gute Ventilation und gute Kühlung der Wicklung zu sorgen. Das letztere wird am besten erreicht durch Anwendung einer Mantelwicklung mit Luftzwischenräumen zwischen den einzelnen Stäben der Endverbindung, wie die Fig. 415 zeigt. Eine Stirnwicklung, bei welcher die Stirnverbindungen in zwei Ebenen normal zur Axe angeordnet sind, kühlt sich nicht so gut ab.

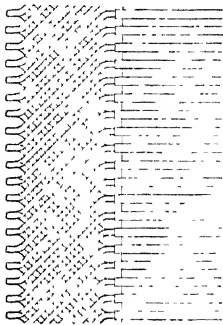


Fig. 416.  
Mantelwicklung.

Die grösste Temperaturerhöhung des Ankers wird an der äusseren Mantelfläche, etwa zwischen zwei Luftschlitzen auftreten, weil die Verluste pro Volumeneinheit an der äusseren Mantelfläche am grössten sind, und die Abkühlung an dieser Stelle am ungünstigsten ist; denn durch die Luftschlitze wird der innere Theil des Ankerkernes, wo die Verluste pro Volumeneinheit am kleinsten sind, gut abgekühlt, und der ausserhalb des Ankereisens liegende Theil der Wicklung kühlt sich namentlich bei Schablonen- und Stabwicklung besser ab, als der im Eisen eingebettete Theil derselben.

Betrachten wir die äussere Schicht des Ankerkernes, so werden in derselben folgende Verluste erzeugt:

Erstens die Stromwärme in der im Ankereisen eingebetteten Wicklung

$$W_{kz} = \frac{N \cdot l_1 \cdot (1 + 0,004 T_a) i_a^2}{5700 \cdot g_a}$$

und zweitens die Hysteresis- und Wirbelstromverluste in den Zähnen

$$W_{kz} + W_{wz}.$$

Diese Verluste der äusseren Schicht müssen, wenn der stationäre Zustand sich eingestellt hat, die innere und äussere Begrenzungsfläche derselben, von welchen jede gleich  $\pi D l_1$  gesetzt werden darf, durchströmen.

Da die Wärmeabgaben durch die innere und äussere Cylinderfläche  $\pi D l_1$  in einem bestimmten Verhältniss zu einander stehen

so brauchen wir in die Rechnung nur die einfache Cylinderfläche einzuführen, so dass man hier die spezifische Abkühlungsfläche

$$\alpha_a = \frac{\pi \cdot D \cdot l_1}{W_{kz} + W_{hz} + W_{wz}} \cdot (1 + 0,1 \cdot v) \quad . \quad . \quad (147)$$

setzen kann, indem man dieselbe durch Multiplikation mit  $(1 + 0,1 \cdot v)$  auf Stillstand reducirt.

Versuchsergebnisse zeigen, dass die Temperaturerhöhung der Mantelfläche eines grösseren Ankers, mit dem Thermometer gemessen, gleich

$$T_a = \frac{250 \text{ bis } 450}{\alpha_a} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (148)$$

gesetzt werden darf.

Der Koeffizient der Wärmeabgabe ( $C_a = 250$  bis  $450$ ) hängt von der Bauart der Maschine und von den spezifischen Kühlflächen  $\alpha_k$  des Ankerkernes und  $\alpha_{st}$  der Stirnverbindungen ab; denn ein grosser Theil der in der Oberflächenschicht des Ankers erzeugten Wärme wird durch gut gekühlte Stirnverbindungen fortgeleitet.

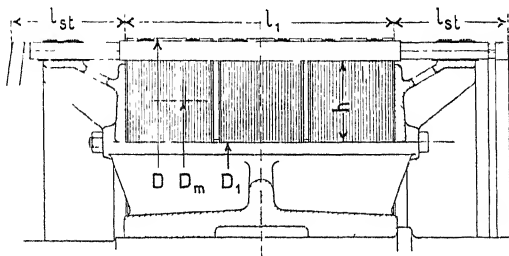


Fig. 417. Mantelwicklung.

Besitzt der Anker Mantelwicklung, so wird auf Stillstand reducirt nach Fig. 417:

$$\alpha_k = \frac{\pi D_1 l_1 + \pi D_m \cdot h \left( 2 + \frac{\text{Anzahl Luftschnitte}}{W_{ka} + W_{wa}} \right) \cdot (1 + 0,1 v_1)}{W_{ka} + W_{wa}}$$

und

$$\alpha_{st} = \frac{2 \pi D l_{st}}{W_{ka} - W_{kz}} \cdot (1 + 0,1 v)$$

wo

$$v_1 = \frac{\pi \cdot D_1 n}{6000} \text{ und } D_m = D_1 + h.$$

Ist dagegen die Wicklung als Stirnwicklung nach Fig. 418 ausgeführt, so wird

$$a_k = \frac{\pi D_1 l_1 + \pi D_m h (\text{Anzahl der Luftschlitze})}{W_{ha} + W_{wa}} (1 + 0,1 v_1)$$

und

$$a_{st} = \frac{\pi(D^2 - D_2^2)}{2(W_{ka} - W_{kz})} (1 + 0,1 v_m) \text{ und } v_m = \frac{\pi \cdot D_m \cdot n}{6000}.$$

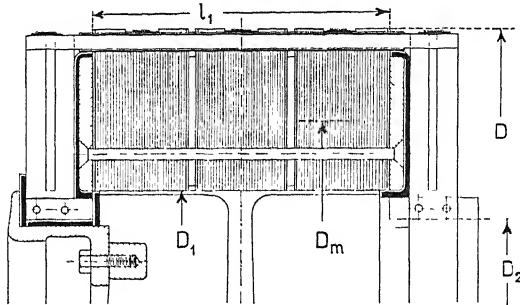


Fig. 418. Stirnwicklung.

Der Koeffizient  $C_a$  der Gleichung 148 ist um so grösser, je geschlossener die Type, je gedrängter die Maschine ist, je kleiner die spezifischen Kühlflächen  $a_k$  und  $a_{st}$  sind, je grösser ein Theil der Ankeroberfläche von den Polschuhen bedeckt wird, und je grösser die Verluste in den Polschuhen und den Magnetspulen sind. Durch passende Wahl aller dieser Verhältnisse ist es möglich, den Koeffizienten  $C_a$  auf 250 herunterzubringen, wie es aus der Tabelle (Seite 529) einiger ausgeführter und untersuchter Maschinen ersichtlich ist.

Durch Benutzung von Fiberkeilen statt Drahtbänder um die Leitern in den Nuten fest zu halten, wird die Abkühlung etwas verringert, aber die Wirbelstromverluste in den Kupferleitern gleichzeitig so viel reducirt, dass die Temperaturerhöhung doch in beiden Fällen ungefähr die gleiche wird.

Bei den meisten modernen Maschinen weicht die Induktion in den Zähnen der verschiedenen Fabrikaten nicht stark von einander ab, weshalb ein bestimmtes Verhältniss zwischen  $W_{kz}$  und  $W_{kz} + W_{wz}$  angenommen werden könnte. Ist das der Fall, so giebt es für die spezifische Belastung  $AS$  mit Rücksicht auf die Temperaturerhöhung  $T_a$  eine Grenze.

Es ist

$$\frac{W_{kz}}{(1 + 0,1 v) \pi D \cdot l_1} = \frac{N l_1 (1 + 0,004 T_a) i_a^2}{(1 + 0,1 v) \pi D l_1 q_a}$$

$$\approx \frac{N \cdot i_a}{(1 + 0,1 v) \pi D} \cdot \frac{i_a}{q_a} = \frac{AS \cdot s_a}{1 + 0,1 v}$$

Tabelle des Koeffizienten  $C_a$  der Wärmeabgabe der Ankeroberfläche.

Leistung in KW	Bauart der Maschine (offene, halbgeschlossene oder geschlossene Type)	$a$	$l_1 - z_1$ $\delta$	Polmaterial	Temperaturerhöhung der Magnetspule $T_m$	Umfangsgeschwindigkeit des Ankers $v$ m/sec.	Bauart des Ankers (ventilirt oder nicht ventilirt)	Art und Ausführung der Wicklung	$a_h$	$a_{st}$	Temperaturerhöhung des Ankers $T_a$	$C_a$	Firma
26	offen	0,69	3,23	Stahl	57	8,3	1 Luftschlitz	Mantel- Wicklung	8,4	19,3	42	445	G. f. El. Ind.
50	"	0,705	3,15	"	54	16,0	1	"	10,2	19	40	412	G. f. El. Ind.
75	"	0,66 bis 0,8	5,8 bis 2,0	Blech	53	6,0	3	"	22,6	7,0	29	293	Volta
100	"	0,75	1,54	Stahl	31	16,25	3	"	11,4	14,6	33,5	290	El. et Hydr. Charleroi
110	"	0,62 bis 0,82	1,2	"	59	15,9	3	"	14,2	27	27	280	Volta
160/200	"	0,75	1,0	Blech	21	11,25	4	"	18	15	21	200	El. et Hydr. Charleroi
200	"	0,75	0,65	Stahl	27,5	13,7	1	"	10,15	9,85	42,5	371	El. et Hydr. Charleroi
200	"	0,74	1,2	"	16	10,6	5	"	60	7,6	30	308	Parshall
240	"	0,70	0,5	"	15,5	14,3	nicht ventilirt	"	21	19	29	440	Lahmeyer
500	"	0,76	0,6	"	—	12,45	1 Luftschlitz	"	22,2	14,2	25	425	Örlikon
1000	"	0,72	1,3	Blech	—	12,4	5	"	19,2	8,5	30	312	S. & H. Wien

KW	$v$	AS	$s_a$	$\frac{s_a \cdot AS}{1 + 0,1 v}$	Firma	KW	$v$	AS	$s_a$	$\frac{AS \cdot s_a}{1 + 0,1 v}$	Firma
3,5	11,75	118	4,52	192	Comp. Elec. et Hydr Charleroi	165	11,0	211	3,50	350	Ganz
14	14,1	140	4,40	255	"	200	10,6	248	2,78	335	Parshall
24,2 PS	11,8	150	3,46	242	Parshall	250	19,6	248	2,67	224	"
26 PS	11,0	156	3,57	265	S. & H Berlin	300	8,7	335	2,90	515	"
27 PS	8,3	202	4,82	530	Parshall	350	7,7	320	2,35	425	Ste. Alsa, de Const. Mech. Belfort
35 PS	8,9	238	4,90	616	A. E. G.	350	11,8	175	3,0	240	Lahmeyer
35 PS	8,5	263	4,90	700	Oerlikon	525	12,0	165	3,30	247	A. E. G.
55	14,7	176	3,50	250	"	625	9,4	266	2,85	390	Union Berlin
84	12,0	190	2,65	228	S. & H. Wien	1000	17,6	208	5,04	380	A. E. G.
117 PS	5,5	196	3,10	392	Parshall		12,4	270	2,52	304	S. & H. Wien

Bei einigen ausgeführten Maschinen ist dieser Werth berechnet und in oben stehender Tabelle zusammengestellt; hier muss aber bemerkt werden, dass diese Grösse von der Güte und Isolation der benutzten Ankerbleche und vom Abkühlungsverhältniss des Ankers abhängig ist, aber immerhin zu einer vorläufigen Schätzung der Stromdichte in den Ankerleitern dienen kann.

## 124. Die Erwärmung des Kollektors.

Am Kollektor hat man den Stromwärmeverlust

$$W_u = 2 J_a (P_q + P_w [f_u - 1]) \text{ Watt}$$

und den Reibungsverlust

$$W_r = 9,81 v_k \cdot R_b \cdot g \cdot \rho \text{ Watt.}$$

Bezeichnet  $D_k$  den Kollektordurchmesser und  $L_k$  die Länge des Kollektors, so kann die spezifische Kühlfläche des Kollektors, auf Stillstand reducirt, gleich

$$\alpha_k = \frac{\pi \cdot D_k \cdot L_k}{W_u + W_r} (1 + 0,1 r_k) \quad (149)$$

gesetzt werden und die Temperaturerhöhung des Kollektors

$$T_k = \frac{100 \text{ bis } 150}{\alpha_k} \quad (150)$$

Der Koeffizient  $C_k$  (100 bis 150) der Wärmeabgabe des Kollektors ist um so kleiner, je besser die Luft die Kollektorbüchse durch-

strömen kann, je weniger die äussere Kollektorfläche von anderen heissen Maschinentheilen umgeben ist und je besser die Wärme durch die Bürsten fortgeleitet wird. Namentlich begünstigt eine gute Lüftung der Kollektorbüchse oder des Kollektorträgers die Abkühlung ganz erheblich.

Die Temperaturerhöhung des Kollektors lässt sich nur dann mit einiger Sicherheit vorausberechnen, wenn derselbe funkenfrei arbeitet. Denn sobald Funken auftreten, steigt der Uebergangsverlust  $W_u$  rasch an, und dessen Grösse ist schwer zu bestimmen, auch wird sich unter so stark veränderten Verhältnissen die Konstante  $C_k$  ändern.

## 125. Die Erwärmung der Lager.

Nach der auf Seite 497 gegebenen Berechnung hängt die Temperatur der Lager nur von der Umfangsgeschwindigkeit  $v_z$  des Zapfens ab. Die Temperaturerhöhung ( $T_z - T_l$ ) kann unter dieser Annahme der Kurve (Fig. 398) entnommen werden.

Da jedoch auch die Art der Lagerkonstruktion von Einfluss ist, so sollte diese Kurve für die in Frage kommende Konstruktion bekannt sein.

## 126. Die Erwärmung von Kapselmotoren.

Man ist oft gezwungen, Motoren vollständig luftdicht einzukapseln, weil sie in Betrieben zu verwenden sind, wo die umgebende Luft entweder feucht oder voll Staub ist. Die in dem Motor erzeugte Wärmemenge, welche dem totalen Verluste des Motors proportional ist, muss in diesem Falle theils durch die Oberfläche des Motors ausgestrahlt, theils durch die umgebende Luft und die ihn tragenden Theile (Boden oder Gerüst) fortgeleitet werden.

Die Temperaturerhöhung des Gussgehäuses eines Kapselmotors hängt somit von vielen Umständen ab und kann nicht durch eine allgemeine Formel ausgedrückt werden. Als Anhaltspunkt kann jedoch folgende Formel benutzt werden

$$T_g = \frac{2200 W_g}{(A_g + 2 F_g) (1 + 0,1 v_g)};$$

hierin bezeichnet  $T_g$  die Temperaturerhöhung des Gehäuses über die äussere Temperatur,  $W_g$  die Summe aller Verluste im Motor,  $A_g$  die freie Ausstrahlungsfläche des Gehäuses,  $F_g$  den Theil der Oberfläche des Gehäuses, durch welchen eine Wärmeleitung



stattfinden kann, und  $v_g$  die relative Geschwindigkeit der umgebenden Luftschicht dem Gehäuse gegenüber in Meter pro Sekunde.

Ist die Temperatur des Gehäuses bestimmt, so kann man weiter gehen und die Temperatur der einzelnen Theile des Motors berechnen. Dazu benutzen wir dieselben Formeln wie früher, wo  $T_a$ ,  $T_m$ ,  $T_k$  und  $T_z$  jetzt die Temperaturerhöhung des Ankers, der Magnetspulen, des Kollektors und des Lagers über die Temperatur des Gehäuses bedeuten. Es ist hier nur in den Formeln für  $T_a$  und  $T_k$   $v=0$  zu setzen.

## 127. Die Erwärmung einer Gleichstrommaschine bei aussetzendem Betrieb.

Bisher sind diejenigen Temperaturerhöhungen  $T$  berechnet worden, die sich bei Dauerbetrieb einstellen. Auf die Höhe dieser Endtemperaturen haben die Erwärmungs- und Abkühlungskurven der verschiedenen Materialien keinen Einfluss, sondern nur auf die Zeit, innerhalb welcher die Endtemperatur erreicht wird.

Ausserdem sind die Erwärmungs- und Abkühlungskurven keine vollständigen Exponentialkurven, denn jeder sich erwärmende Maschinetheil ist nicht homogen und die Erwärmung und Abkühlung eines solchen ist abhängig von der Erwärmung und Abkühlung benachbarter Theile der Maschine.

Gehen wir nun dazu über die Temperaturerhöhung einer Maschine, die nur zeitweise belastet ist zu betrachten, so werden wir sehen, dass diese nicht direkt von der Temperaturerhöhung, die sich bei dauernder Belastung einstellen würde, abhängt, dagegen sowohl eine Funktion der Erwärmungs- als auch der Abkühlungskurve ist. Nehmen wir z. B. an, dass die Maschine zuerst  $a$  Minuten belastet wird, alsdann  $b$  Minuten unbelastet, dann wieder  $a$  Minuten belastet und  $b$  unbelastet ist u. s. w., und kennen wir ferner die Erwärmungskurve eines Maschinentheiles für diese Belastung und die Abkühlungskurve desselben Theiles, so kann der zeitliche Verlauf der Temperatur dieses Theiles wie folgt nach E. Oelschläger (E. T. Z. 1900, Seite 1058) bestimmt werden. Vom Moment des Einschaltens der Belastung an wird die Temperatur nach der Erwärmungskurve rasch ansteigen, bis nach der Zeit  $a$ , im Augenblick der Stromunterbrechung, das Anwachsen aufhört und das Abfallen der Temperatur nach der Abkühlungskurve beginnt (Fig. 419). Diese verläuft ziemlich flach. Nach Ablauf von  $b$  Minuten setzt die Belastung wieder ein; die Temperatur steigt von neuem an und

erzielt einen etwas höheren Werth als vorher; während der darauf folgenden Pause fällt die Temperatur wieder etwas ab.

Das passende Stück der Erwärmungs- und Abkühlungskurve erhält man leicht, wenn man die beiden Kurven auf Pauspapier zeichnet und sie durch Verschiebung parallel zur Abscissenaxe so anlegt, dass sie durch den Endpunkt der vorhergegangenen Kurve gehen.

Mit zunehmender Temperatur wird jeweils die Temperaturänderung während der Belastungszeit immer geringer, da man sich dem flacheren Theil der Erwärmungskurve nähert, während gleichzeitig das Abfallen der Temperatur während der Pause immer stärker wird. Es muss sich also schliesslich ein stationärer Zustand einstellen, der dann eintritt, wenn während der Belastungszeit die Temperatur immer wieder um so viel anwächst, als sie während der Pause abfällt; dann ist die während einer solchen Periode an die umgebende Luft abgegebene Wärmemenge eben so gross, als die während der Belastungszeit in Wärme umgesetzte elektrische Arbeit. Um nun festzustellen, welcher stationäre Zustand bei verschiedenen Belastungen eintritt, ist es nicht erforderlich, sich von Fall zu Fall diese Zickzackkurve zu zeichnen, sondern die Endtemperatur lässt sich direkt berechnen, wenn man berücksichtigt, dass die Temperaturzunahme  $t - t_1$  während der Belastungszeit  $a$  eben so gross sein muss, als die Temperaturzunahme  $t_2 - t_3$  während der Abkühlungszeit  $b$  (Fig. 420).

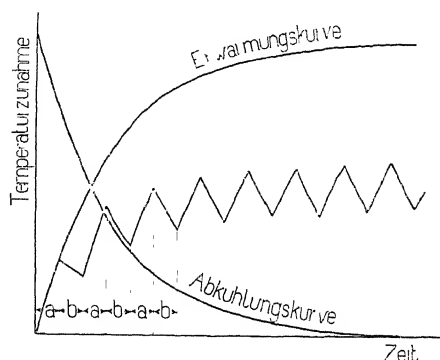


Fig. 419. Temperaturkurve für aussetzenden Betrieb.

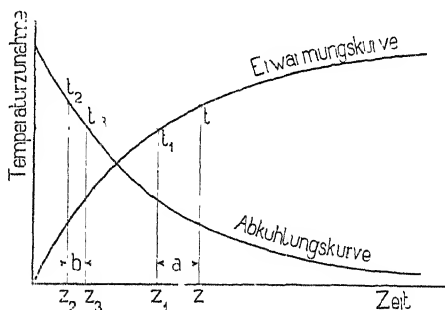


Fig. 420.

Wir müssen also nur aus der Erwärmungs- und Abkühlungskurve je ein Stück derart heraus schneiden, dass der eben gestellten Bedingung genügt wird. In der Fig. 420 kommt diese Bedingung dadurch zum Ausdruck, dass die Temperatur  $t$  am Schluss der Er-

wärmungszeit eben so gross sein muss, als die Temperatur  $t_2$  beim Beginn der Abkühlung; es müssen also die Punkte  $t$  und  $t_2$  auf einer Parallele zur Abscissenaxe liegen. Dasselbe gilt für die Punkte  $t_1$  und  $t_3$ , d. h. den Anfang der Erwärmungszeit und das Ende der Abkühlungszeit. Gleichzeitig müssen die entsprechenden Zeitdifferenzen von  $z - z_1 = a$  und  $z_3 - z_2 = b$  gleich den gegebenen Belastungs- und Abkühlungszeiten sein.

In derart graphischer Weise ist es möglich, alle Fragen in Bezug auf Temperaturerhöhungen bei aussetzendem Betriebe zu beantworten; dies ist aber nur von Werth, wenn man die wirkliche Erwärmungskurve für mehrere Belastungen und die Abkühlungskurve kennt, was selten der Fall ist. Man darf aber mit Rücksicht auf die angenäherte Vorausberechnung der Temperaturerhöhung bei Dauerbelastung auch die Untersuchungen über Temperaturerhöhung bei aussetzendem Betriebe vereinfachen. Wir nehmen deshalb an, dass die Erwärmungs- und Abkühlungskurven des Ankers oder des Gehäuses eines Kapselmotors nach den Formeln

$$t = T \left( 1 - e^{-\frac{z}{Z}} \right) \quad (\text{Erwärmung})$$

$$\text{und} \quad t = T e^{-\frac{z}{Z}} \quad (\text{Abkühlung})$$

verlaufen. Die maximale Temperaturerhöhung

$$T = \frac{\text{Wärmeerzeugung}}{\text{Abkühlungsfläche}} \cdot C_0 = \frac{\text{Wattverlust}}{\text{Abkühlungsfläche}} \cdot C$$

kann nach den gegebenen Formeln 143 bis 150 für jede beliebige Belastung berechnet werden. Die Zeitkonstante ist gleich

$$Z = T \cdot \frac{\text{Wärmekapazität}}{\text{Wärmeerzeugung}} = 4160 T' \cdot \frac{\text{Wärmekapazität}}{\text{Wattverlust}}$$

wo die Wärmekapazität in Kilogrammkalorien pro Grad Celsius berechnet wird. Bei der Berechnung der Wärmekapazität eines zusammengesetzten Körpers wie diejenige einer Maschine erreicht man in den meisten Fällen genügende Genauigkeit, wenn man einfach die Summe des wirksamen Eisen- und Kupfergewichtes in kg genommen mit einer mittleren spezifischen Wärme 0,1 multipliziert.

Es ist jedoch sicherer, statt  $Z$  zu berechnen, die Konstante experimentell zu bestimmen. Aus der Formel

$$t = T \left( 1 - e^{-\frac{z}{Z}} \right)$$

folgt

$$Z = \frac{z}{\ln. \left( \frac{T}{T-t} \right)}.$$

Durch Messung von  $T$  und ein Paar zusammengehöriger Werthe  $z$  und  $t$  kann  $Z$  bestimmt werden. Als besonderer Werth von  $t$  zur Bestimmung von  $Z$  eignet sich  $0,633 T$ ; denn für diesen Werth wird

$$\ln. \left( \frac{T}{T-t} \right) = \ln. \frac{1}{0,367} = 1$$

und  $z = Z$ .

Die Zeitkonstante  $Z$  giebt somit die Zeit an, nach welcher die Temperaturerhöhung den 0,633fachen Werth derjenigen Endtemperatur erreicht, die der benutzten Belastung und Dauerbetrieb entspricht.

Oelschläger hat die Zeitkonstante durch Versuch bestimmt; und hat für einen 68 KW-Gleichstromgenerator  $Z$  zu 3,1 Stunden und für einen eingekapselten 9 KW-Gleichstromgenerator  $Z$  zu 6,5 Stunden gefunden. Je schlechter ein Körper abgekühlt ist, desto grösser wird  $T$  und dadurch, wie aus der Formel für  $Z$  ersichtlich, auch die Zeitkonstante  $Z$ .

Unter der Annahme, dass die Erwärmung und Abkühlung sich nach den Formeln Seite 534 vollziehen, wollen wir jetzt die Temperaturerhöhung bei aussetzendem Betriebe nach Oelschläger analytisch berechnen:

Es gelten also für den Endpunkt der Belastungszeit  $a$  zur Zeit  $z$  (Fig. 420) und für den Anfangspunkt zur Zeit  $z_1$  die Gleichungen

$$t = T \left( 1 - e^{-\frac{z}{Z}} \right)$$

und

$$t_1 = T \left( 1 - e^{-\frac{z_1}{Z}} \right)$$

oder

$$\frac{T-t_1}{T-t} = e^{\frac{z-z_1}{Z}} = e^{\frac{a}{Z}}.$$

Ebenso gilt für Anfangs- und Endpunkt der Abkühlungskurve für die Zeiten  $z_2$  und  $z_3$  mit den Temperaturen  $t_2$  und  $t_3$

$$t_2 = T e^{-\frac{z_2}{Z}}$$

und

$$t_3 = T e^{-\frac{z_3}{Z}}$$

oder

$$\frac{t_2}{t_3} = e^{\frac{z_3-z_2}{Z}} = e^{\frac{b}{Z}}.$$

Der Voraussetzung entsprechend, dass konstanter Zustand eingetreten ist, muss der Temperaturzuwachs während der Belastungszeit ebenso gross sein, wie der Temperaturabfall während der Pause, oder es muss die Temperatur  $t_1$  am Beginn der Belastungszeit ebenso gross sein als die Temperatur  $t_3$  am Schluss der Pause, also  $t_1 = t_3$ ; ebenso muss die Temperatur  $t$  am Schluss der Belastungszeit gleich der Temperatur  $t_2$  beim Beginn der Pause sein, d. i.  $t = t_2$ . Dies in den obigen Gleichungen eingesetzt, ergibt

$$t_1 = t_3 = T - e^{\frac{a}{Z}} (T - t) = t_2 \cdot e^{-\frac{b}{Z}} = t \cdot e^{-\frac{b}{Z}}$$

woraus folgt

$$\frac{b}{Z} = -\ln \left[ \frac{T}{t} - e^{\frac{a}{Z}} \left( \frac{T}{t} - 1 \right) \right]. \quad (151)$$

Diese Gleichung enthält das Verhältniss von zwei Temperaturen  $\frac{T}{t}$ , das sich auch noch anders ausdrücken lässt.  $T$  ist die maximale Temperaturerhöhung über die umgebende Luft, welche die Maschine erreichen würde, wenn sie an Stelle des aussetzenden Betriebes dauernd mit der betreffenden hohen Belastung arbeitete.  $t$  ist diejenige Temperaturerhöhung, mit welcher bei aussetzendem Betriebe die Erwärmung unterbrochen wird und die Pause einsetzt,  $t$  ist also die Temperatur an den oberen Spitzen der Zickzackkurve. Ist für dauernde Belastung einer Maschine eine bestimmte Temperatur als Grenze gegeben, so darf man auch für aussetzenden Betrieb diese Grenze in der Regel nicht überschreiten, d. h. man muss dann das  $t$  der Gleichung 151 gleich derjenigen Temperaturerhöhung setzen, welche die Maschine erreicht, wenn sie dauernd mit der ihrer Konstruktion angepassten normalen Leistung belastet wird.

Damit sind die beiden Temperaturen  $T$  und  $t$  definirt als die Endtemperaturen, die die Maschine bei zwei verschiedenen Belastungen annehmen würde, und zwar bei Ueberlast und bei normaler Dauerlast. Diese Endtemperaturen sind den betreffenden Belastungen proportional, also

$$\frac{T}{t} = \frac{\text{Verlust bei Ueberlast}}{\text{Verluste bei normaler Dauerlast}} = q.$$

Führen wir dieses Verhältniss  $q$  in die Gleichung 151 ein, so erhalten wir

$$\frac{b}{Z} = -\ln \left( q - e^{\frac{a}{Z}} (q - 1) \right).$$

Addirt man beiderseits  $\frac{a}{Z}$  und dividirt beide Seiten mit  $\frac{a}{Z}$ , so ergibt sich die Schlussgleichung

$$\frac{a}{a+b} = \frac{\frac{a}{Z}}{\frac{a}{Z} - \ln \left( q - e^{\frac{a}{Z}}(q-1) \right)}$$

oder

$$\frac{a}{P} = \frac{1}{1 - \frac{Z}{a} \ln \left( q - e^{\frac{a}{Z}}(q-1) \right)} \quad (152)$$

$P = a + b$  ist die Dauer der Periode einer Belastung und Entlastung. Diese Gleichung giebt die Beziehung zwischen der zulässigen Ueberlastung  $q$  und dem Verhältniss der Belastungszeit zur Zeitdauer einer Periode. Wie wir sehen, kommt darin keine Temperaturerhöhung mehr vor, und dennoch ist sie indirekt darin enthalten, insofern als bei der Entwicklung vorausgesetzt ist, dass durch die  $q$ -fache Ueberlastung bei aussetzendem Betriebe die Temperatur ebenso hoch wird als bei der zulässigen Dauerlast. Die Gl. 152 enthält nur 3 Verhältnisse, und zwar

$$\frac{a}{P} = \frac{\text{Belastungsdauer}}{\text{Dauer der Periode}}$$

$$\frac{a}{Z} = \frac{\text{Belastungsdauer}}{\text{Zeitkonstante}}$$

und

$$q = \frac{\text{Verlust bei Ueberlastung}}{\text{Verlust bei zulässiger Dauerlast}}.$$

Das erste Verhältniss  $\frac{a}{P}$  charakterisirt den aussetzenden Betrieb, es ist von Fall zu Fall durch die Art der vorliegenden Betriebsverhältnisse gegeben.

Das zweite Verhältniss  $\frac{a}{Z}$  enthält die Belastungszeit, die durch die Betriebsverhältnisse bedingt ist, und die Zeitkonstante. Die letztere ist die einzige Konstante, welche von einem Apparate bekannt sein muss, um sein Verhalten für aussetzenden Betrieb ableiten zu können.

Sobald diese zwei Verhältnisse bestimmt sind, ist durch Gl. 152 auch das dritte Verhältniss, und damit die gesuchte Ueberlastung festgelegt.

Zur Uebersichtlichkeit und zur bequemerem Handhabung sind nach Gl. 152 für die Werthe von

$$\frac{a}{Z} = 0,1 \quad 0,2 \quad 0,3 \quad 0,4 \quad 0,5 \quad 1,0 \quad \text{und} \quad 2,0$$

die entsprechenden Grössen von  $q$  für verschiedene Werthe von  $\frac{a}{P}$  ausgerechnet und in Kurven als Funktion  $\frac{a}{P}$  aufgetragen worden (Fig. 421). Die betreffenden Zahlenwerthe sind in der Tabelle auf der nächsten Seite angegeben.

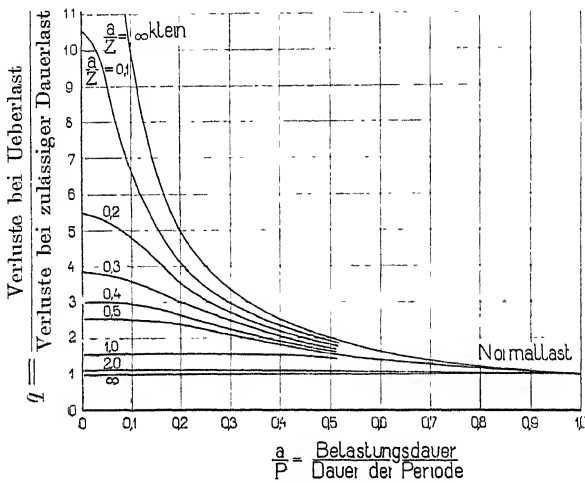


Fig. 421.

Die Kenntniss der Zeitkonstanten giebt uns also die Möglichkeit, für irgend welche beliebige Betriebsverhältnisse aus der Kurvenschaar Fig. 421 sofort die zulässige Ueberlastung herauszugreifen. Ferner zeigt sich, dass die Belastung um so grösser genommen werden darf, je kleiner  $\frac{a}{P}$ , d. h. je kleiner die Belastungszeit im Verhältniss zur Periode ist. Ausserdem weisen die Kurven darauf hin, dass für die zulässige Belastung nicht allein das Verhältniss der Belastungszeit zur Periode  $\frac{a}{P}$  massgebend ist, sondern dass auch der absolute Werth der Belastungszeit eine bedeutende Rolle dabei spielt.

Tabelle für  $\frac{a}{P}$ .

$q$	$\frac{a}{Z}=0$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	1,0	2,0
1,05	0,954	0,950	0,948	0,945	0,943	0,940	0,915	0,840
1,10	0,910	0,906	0,902	0,896	0,890	0,857	0,843	0,665
1,15	0,870	0,865	0,860	0,845	0,836	0,830	0,770	0,389
1,16	—	—	—	—	—	—	—	0
1,20	0,833	0,830	0,814	0,805	0,795	0,785	0,705	
1,30	0,770	0,765	0,745	0,730	0,717	0,698	0,581	
1,40	0,715	0,709	0,685	0,664	0,645	0,616	0,465	
1,50	0,667	0,645	0,626	0,610	0,586	0,560	0,340	
1,58	—	—	—	—	—	—	0	
1,60	0,625	0,596	0,584	0,558	0,535	0,504		
1,80	0,555	0,533	0,506	0,477	0,448	0,408		
2,00	0,500	0,476	0,456	0,410	0,376	0,325		
2,50	0,400	0,351	0,330	0,297	0,228	0,130		
2,54	—	—	—	—	—	0		
3,00	0,333	0,297	0,256	0,200	0,093			
3,04	—	—	—	—	0			
3,86	—	—	—	0				
4,00	0,250	0,209	0,156					
5,00	0,200	0,155	0,085					
5,55	—	—	0					
6,0	0,167	0,118						
7,0	0,143	0,091						
8,0	0,125	0,070						
9,0	0,111	0,052						
10,0	0,100	0,030						
10,5	—	0						
$\infty$	0							

Setzt man  $\frac{a}{Z}$  = unendlich klein, indem man entweder  $a$  sehr klein gegenüber  $Z$  oder  $Z$  sehr gross gegen  $a$  wählt, so kann unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung

$$e^{\frac{a}{Z}} = 1 + \frac{a}{Z}$$

gesetzt werden und ebenso

$$\ln\left(1 + \frac{a}{Z}\right) = \frac{a}{Z}$$



Dadurch geht die Gl. 152 über in

$$\frac{a}{P} = \frac{1}{q}, \quad (153)$$

d. h. die Kurven für unendlich kleine Werthe von  $\frac{a}{Z}$  gehen in eine Hyperbel über. Diese ist in Fig. 421 eingezeichnet. Dass diese Kurve, die wir die Grenzkurve nennen werden, eine Hyperbel sein muss, ist leicht einzusehen, wenn man bedenkt, dass für unendlich kleine Belastungszeiten die Temperaturschwankungen der Zickzackkurven verschwinden, dass also die Wärmeabgabe nach aussen konstant wird. Infolgedessen muss auch pro Periode eine konstante Wärmemenge zugeführt werden, um die Maschine auf konstante Temperatur zu halten, oder es muss

$$a \cdot q = \text{konst.} \quad \text{sein,}$$

was durch Gl. 153 schon ausgesprochen ist. Diese Gleichung weist darauf hin, dass das meist übliche Verfahren bei aussetzenden Betrieben mit der mittleren Belastung zu rechnen, nur dann richtig ist, wenn  $\frac{a}{Z}$  klein ist. Dies ist z. B. der Fall bei Strassenbahnmotoren; denn hier ist  $a$  klein und  $Z$  gross. Die mittlere Belastung eines solchen Motors während einer Hin- und Rückfahrt darf also die zulässige Dauerbelastung derselben nicht überschreiten, wenn die Betriebszeit nicht ausnahmsweise kurz ist.

Für  $\frac{a}{Z} = \infty$  gehen die Kurven der Fig. 421 in eine Gerade, die parallel zur Abscissenaxe in der Höhe  $q = 1$  liegt, über.

## Erklärung der in den Formeln verwendeten Buchstaben.

### A.

- $a$  = Die halbe Zahl der Ankerstromzweige oder die Zeitdauer der Belastung in Sek. bei aussetzendem Betrieb.  
 $\alpha_a$  = spezifische Abkühlungsfläche des Ankers.  
 $\alpha_h$  = spezifische Kühlfläche des Ankerkerns.  
 $\alpha_k$  = spezifische Kühlfläche des Kollektors.  
 $\alpha_m$  = spezifische Abkühlungsfläche der Magnetspule.  
 $\alpha_{st}$  = spezifische Kühlfläche der Stirnverbindungen.  
 $w$  = Ampèrewindungszahl pro cm Kraftlinienweg.  
 $A = \frac{R_u T}{L_s}$   
 $A_1 = \frac{R T}{L_s}$   
 $AS$  = Stromvolumen pro 1 cm Ankerumfang.  
 $AW_a$  = Ampèrewindungszahl für den Ankerkern.  
 $AW_c$  = entmagnetisierende Ampèrewindungen.  
 $AW_h$  = die zur Compounding notwendigen Ampèrewindungen.  
 $AW_j$  = Ampèrewindungszahl für das Joch.  
 $AW_{ko}$  = totale Ampèrewindungen bei Leerlauf.  
 $AW_l$  = Ampèrewindungszahl für den Luftspalt.  
 $AW_m$  = Ampèrewindungszahl für die Magnetkerne.  
 $AW_p$  = Ampèrewindungszahl für gesättigte Polspitzen.  
 $AW_q$  = Ampèrewindungen zur Kompensation der Quermagnetisierung.  
 $AW_r$  = Ampèrewindungen zur Kompensation der Ankerrückwirkung.  
 $AW_t$  = totale Ampèrewindungszahl.  
 $AW_z$  = Ampèrewindungszahl für die Zähne.

### B.

- $b$  = Ankerbreite in Sek. oder die Zeitdauer der Nichtbelastung in Sek. bei aussetzendem Betrieb.  
 $b_c$  = Bogen der Bürstenverstellung in cm am Ankerumfang gemessen.  
 $b_i$  = ideale Ankerbreite in cm.  
 $b_r$  = Breite einer Bürstengruppe im reducirten Schema in cm.  
 $b_w$  = mittlere Breite einer Krafttröhre.  
 $B_a$  = Induktion im Ankerkern.

- $B_j$  = Induktion im Joch.  
 $B_k$  = Intensität des kommutirenden Feldes zur Zeit  $t$ .  
 $B_l$  = Luftinduktion.  
 $B_m$  = Induktion im Magnetkern.  
 $B_{\max}$  = maximale Induktion.  
 $B_g$  = Änderung der Feldstärke in der Kommutationszone herrührend von der Quermagnetisierung.  
 $B_w$  = wirkliche Zahninduktion.  
 $B_z$  = Zahninduktion.  
 $B_z^{\text{ideell}}$  = ideelle Zahninduktion.  
 $B_z^{\text{wirklich}}$  = wirkliche Zahninduktion.

**C.**

- $c$  = Periodenzahl.  
 $C, C_1, C_2, C' \dots$  = Konstante Grossen.  
 $C_a$  = Wärmeabgabekoeffizient des Ankers.  
 $C_k$  = Wärmeabgabekoeffizient des Kollektors.  
 $C_m$  = Wärmeabgabekoeffizient der Magnetspulen.  
 $c_w = \frac{Z \cdot n}{60}$  = Periodenzahl der Wirbelströme in den Polschuhen.

**D.**

- $d$  = Zapfendurchmesser in cm.  
 $d_m$  = Dicke der Magnetspule in cm.  
 $d_s$  = Durchmesser des auf einen Kreis reducirten Querschnittes der Stirnverbindungen in cm.  
 $\vartheta$  = Drehmoment.  
 $D$  = Ankerdurchmesser in cm.  
 $D_k$  = Kollektordurchmesser in cm.

**E.**

- $e$  = Basis der natürlichen Logarithmen.  
 $e = e_k + e_s$  = die zur Zeit  $t$  in der kurzgeschlossenen Spule inducirte kommutirende EMK;  $e_k$  und  $e_s$  entsprechen den Momentanwerten von  $i_k$  und  $i_s$ .  
 $e_L = \frac{2i_a L}{T}$ .  
 $e_{\max}$  = die maximale in einer Spule inducirte EMK.  
 $e_{\text{mittel}}$  = die mittlere in einer Spule inducirte EMK.  
 $e_M = \frac{L + \Sigma M}{T} i_a$ .  
 $e_g$  = die in einer Ankerspule inducirte EMK erzeugt durch  $B_g$ .  
 $e_s$  = effektive EMK der scheinbaren Selbstinduktion des Kurzschlussstromes.  
 $e_u$  = eine von  $s_{u\text{eff}}$  abhängige Konstante.  
 $E, E_k$  = Klemmenspannung.  
 $E_a$  = die im Anker inducirte Spannung.  
 $E_{dk}$  = Potentialdifferenz benachbarter Kollektorlamellen.  
 $E_{ds}$  = Potentialdifferenz benachbarter Spulenseiten.

**F.**

- $f, f_1, f_2 \dots$  = Polschritt.  
 $f_u = \frac{s_{u\text{eff}}}{s_u}$  = Formfaktor der Stromvertheilung unter den Bürsten.

$F_b$  = Anlagefläche aller Bursten in  $\text{cm}^2$ .  
 $F_u$  = Uebergangsquerschnitt in  $\text{cm}^2$ .

**G.**

$g$  = Anzahl der Schliessungen einer Wicklung, oder spezifischer Auflagedruck der Bursten

**J.**

$i = i_k + i_z$  = Kurzschlussstrom  
 $i_1, i_2, i_3 \dots$  = Stromstärke der Lamellen 1, 2, 3 ...  
 $i_I, i_{II}, i_{III}$  = Kurzschlussströme benachbarter kurzgeschlossener Spulen.  
 $i_{1z}, i_{1z}, i_{11z}$  = zusätzliche Kurzschlussströme benachbarter kurzgeschlossener Spulen.  
 $i_a$  = Stromstärke pro Ankerstromzweig  
 $i_h$  = Stromstärke in der Hauptschlusswicklung.  
 $i_k$  = derjenige Theil des Kurzschlussstromes, der einer konstanten Stromdichte  $s_u$  entspricht.  
 $i_n$  = Stromstärke in der Nebenschlusswicklung.  
 $i_z$  = zusätzlicher Kurzschlussstrom.  
 $J$  = die ans Netz abgegebene, resp vom Netz aufgenommene Stromstärke.  
 $J_a$  = gesammelter Ankerstrom.

**K.**

$k_1$  = Verhältnissfaktor zwischen der Leitfähigkeit im Luftspalt einer glatten Armatur und eines Nutenankers bei demselben  $\delta$ .  
 $k_2$  = Faktor, der die Isolation zwischen den Ankerblechen berücksichtigt.  
 $k_3$  = Verhältnissfaktor von Luftquerschnitt zu Eisenquerschnitt bei Nuten.  
 $k_4$  = Faktor für Hysteresisverlust in den Zähnen.  
 $k_5$  = Faktor für den Wirbelstromverlust in den Zähnen.  
 $k_6$  = Konstante abhängig von der Oelsorte.  
 $k_7$  = eine Konstante abhängig von  $l_z$ .  
 $k_8$  = Verhältnissfaktor zwischen  $L_s$  und  $L$  resp.  $L + M$ .  
 $k_z = \frac{AW_l + AW_z + AW_a}{AW_l}$   
 $K$  = Anzahl der Kollektorlamellen.

**L.**

$l$  = Ankerlänge in cm.  
 $l_1$  = Ankerlänge mit Luftschlitzen in cm.  
 $l_a$  = Länge einer halben Windung in cm bei Trommelankern und Länge einer ganzen Windung in cm bei Ringankern.  
 $l_h$  = mittlere Länge einer Windung der Hauptschlussenerregung in cm.  
 $l_i$  = ideale Ankerlänge in cm.  
 $l_n$  = mittlere Länge einer Windung der Nebenschlussenerregung in cm.  
 $l_s$  = Länge der Stirnverbindungen in cm.  
 $l_z$  = Länge des Lagers in cm.  
 $L$  = abgegebener Effekt plus Stromwärmeverluste im Kupfer in Watt oder Koeffizient der Selbstinduktion einer Spule in der Lage des Kurzschlusses in Henry.  
 $L_I, L_{II}, L_{III} \dots$  = Koeffizienten der Selbstinduktion der einer kurzgeschlossenen Spule benachbarten kurzgeschlossenen Stromkreise.  
 $L_a$  = mittlere Kraftlinienlänge im Ankerkern in cm.  
 $L_f$  = mittlere Kraftlinienlänge im Joeh in cm.

- $L_k$  = Länge des Kollektors in cm.  
 $L_m$  =  $2l_m$  = mittlere Kraftlinienlänge in den Magnetkernen in cm.  
 $L_n$  = abgegebener Effekt in Watt  
 $L_s$  = scheinbarer Selbstinduktionskoeffizient einer kurzgeschlossenen Spule am Ende der Kurzschlussperiode, wo  $t = T$  ist  
 $L_z$  =  $2l_z$  = mittlere Kraftlinienlänge in den Zähnen in cm.

### M.

- $m$  = Anzahl der Parallelschaltungen bei Spiral- und Schleifenwicklungen.  
 $M$  = gegenseitiger Induktionskoeffizient zweier kurzgeschlossener Spulen, von welchen die eine von den positiven Bürsten und die zweite von den negativen Bürsten kurzgeschlossen wird.  
 $M_I, M_{II}, M_{III} \dots$  = Koeffizienten der gegenseitigen Induktion zwischen der betrachteten kurzgeschlossenen Spule und den benachbarten kurzgeschlossenen Stromkreisen.

### N.

- $n, n', n_1 \dots$  = Tourenzahlen des Ankers pro Minute.  
 $N$  = totale Anzahl der inducirten Drähte am Umfange des Ankers.

### P.

- $p$  = Anzahl der Polpaare oder Lagerdruck in kg/cm<sup>2</sup>.  
 $P$  =  $a + b$  = Zeitdauer der Periode in Sek. einer Belastung und Nichtbelastung.  
 $P$  =  $s_{uR}$  = mittlere Potentialdifferenz zwischen Bürste und Kollektor.  
 $P'$  = Potentialdifferenz zwischen der Bürstenspitze und der auflaufenden Kollektorlamelle.  
 $P''$  = Potentialdifferenz zwischen der Bürstenspitze und der ablaufenden Kollektorlamelle.  
 $P_0'$  = Potentialdifferenz zwischen der auflaufenden Bürstenspitze und dem Kollektor am Anfang des Kurzschlusses der Ankerspule.  
 $P_1, P_2, P_3 \dots$  = Potentialdifferenz oder Spannungsabfall zwischen der Bürste und den Lamellen 1, 2, 3.  
 $P_g$  = Potentialdifferenz zwischen Bürste und Lamelle bei konstanter Stromdichte.  
 $P_{\max}$  = maximal zulässige Potentialdifferenz zwischen den Bürsten und dem Kollektor.  
 $P_T''$  = Potentialdifferenz zwischen der ablaufenden Bürstenspitze und dem Kollektor am Ende des Kurzschlusses der Ankerspule.  
 $P_x$  = mittlere Potentialdifferenz zwischen den Bürsten und dem Kollektor entsprechend der Stromdichte  $s_{ux}$ .  
 $P_w$  = eine vom Bürstenmaterial abhängige Konstante.

### Q.

- $q$  = Spulenseiten pro Nut oder Verhältnissfaktor zwischen Ueberlastung und Normallast.  
 $q_a$  = Querschnitt eines Ankerleiters in mm<sup>2</sup>.  
 $q_h$  = Drahtquerschnitt der Hauptschlusswicklung in mm<sup>2</sup>.  
 $q_n$  = Drahtquerschnitt der Nebenschlusswicklung in mm<sup>2</sup>.  
 $Q$  = Lagerdruck in kg.  
 $Q_a$  = Querschnitt des Ankerkerns in cm<sup>2</sup>.  
 $Q_j$  = Querschnitt des Joels in cm<sup>2</sup>.  
 $Q_l = b_i l_i$  = Querschnitt des Luftspaltes in cm<sup>2</sup>.

$Q_m$  == Querschnitt des Magnetkerns in  $\text{cm}^2$ .

$Q_z$  == Querschnitt der Zähne in  $\text{cm}^2$ .

### R.

$r$  == Anzahl der Spulen zwischen zwei benachbarten Kollektorlamellen bei Wellenwicklungen oder Höhe einer Spulenseite in der Nut.

$$r_2 = r \cdot \frac{p}{1+p}.$$

$r_1, r_3, r_4, r_5, r_6$  und  $r_7$  = Dimensionen der Nut.

$r_n$  == eingeschalteter Theil des Regulirwiderstandes für die Nebenschluss-  
erregung

$$R = R_s + 2 \frac{\beta r}{b_r} \cdot R_v.$$

$R_1, R_2, R_3$  = Uebergangswiderstände von der Bürste zu den Lamellen 1, 2, 3.

$R_a$  == Ankerwiderstand.

$R_h$  == Widerstand der Hauptschlusswicklung.

$R_k$  == Uebergangswiderstand von Bürsten pro  $\text{cm}^2$ .

$R_m$  == Reibungsarbeit in  $\text{mkg}$ .

$R_n$  == Widerstand der Nebenschlusswicklung.

$R_s$  == Widerstand der Windungen einer Ankerspule.

$R_u$  == Uebergangswiderstand einer Bürstengruppe im reducirten Schema.

$R_v$  == Widerstand der Verbindung der Spule mit einer Lamelle.

$$R_w = \frac{P_w}{s_{u_{\text{eff}}}}.$$

### S.

$s$  == Anzahl der am Umfange eines Ankers liegenden inducirten Seiten  
sämmlicher Wicklungselemente

$s_e$  == Stromdichte in der Magnetspule.  $\text{Amp: mm}^2$ .

$s_h$  == Stromdichte in der Hauptschlusswicklung.

$s_n$  == Stromdichte in der Nebenschlusswicklung.

$s_u$  == konstante Stromdichte, auch mittlere Stromdichte.

$s_{u_{\text{eff}}}$  == effektive Stromdichte bei Wechselstrom.

$s_{u_{\text{max}}}$  == maximal zulässige Stromdichte.

$s_{ux}$  == Variable Stromdichte.

$S$  == Anzahl der Spulen.

### T.

$t$  == Zeit in Sekunden vom Beginne des Kurzschlusses an gezählt.

$t_1$  == Zahntheilung am Umfange der Armatur in  $\text{cm}$ .

$T$  == maximale Temperaturerhöhung in Grad Celsius oder Zeitdauer des  
Kurzschlusses in Sekunden.

$T_a$  == Temperaturerhöhung des Ankers.

$T_k$  == Temperaturerhöhung des Kollektors.

$T_l$  == Temperatur der Umgebung.

$T_m$  == mittlere Temperaturerhöhung der Magnetspule.

$T_z$  == Temperatur des Zapfens.

### U.

$u$  == Anzahl der inducirten Seiten eines Wicklungselementes.

$u_k$  == Anzahl der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulenseiten pro neutrale Zone.

$u_n$  == Anzahl der gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulenseiten pro Nut.

**V.**

- $v$  = Umfangsgeschwindigkeit des Ankers in m/sek.  
 $v_k$  = Umfangsgeschwindigkeit des Kollektors in m/sek.  
 $v_z$  = Zapfengeschwindigkeit in m/sek.  
 $V$  = Eisenvolumen in dm<sup>3</sup>.  
 $V_a$  = Eisenvolumen des Ankers in dm<sup>3</sup>.  
 $V_z$  = Eisenvolumen der Zähne in dm<sup>3</sup>.

**W.**

- $w$  = Windungszahl eines Wicklungselementes.  
 $w_h$  = Anzahl der Compoundwindungen oder Windungszahl der Hauptschlusswicklung.  
 $w_n$  = Windungszahl der Nebenschlusswicklung.  
 $W_{1u}$  = Wattverlust im Uebergangsquerschnitt einer Bürste.  
 $W_h$  = Hysteresisverlust in Watt.  
 $W_{h a}$  = Hysteresisverlust im Ankerkern in Watt.  
 $W_{h z}$  = Hysteresisverlust in den Zähnen in Watt.  
 $W_H$  = Wattverlust in der Hauptschlusswicklung in Watt.  
 $W_{Ht}$  = Wattverlust in der Hauptschlusswicklung und dem parallel geschalteten Shunt.  
 $W_n$  = Wattverlust in der Nebenschlusswicklung.  
 $W_{nt}$  = totaler Wattverlust im Nebenschlusserregerstromkreis.  
 $W_k$  = Stromwärmeverlust.  
 $W_{k a}$  = Wattverlust durch Stromwärme in der Ankerwicklung.  
 $W_r$  = Wattverlust unter den Bürsten durch Reibung.  
 $W_R$  = Reibungsarbeit in den Lagern in Watt.  
 $W_o$  =  $W_k + W_r$  = Summe aller Reibungsverluste.  
 $W_{ik}$  = Uebergangsverlust unter den Bürsten durch den Strom.  
 $W_v$  = Summe aller Verluste.  
 $W_w$  = Wirbelstromverlust.  
 $W_{wa}$  = Wirbelstromverlust im Anker in Watt.  
 $W_{wz}$  = Wirbelstromverlust in den Zähnen in Watt.

**Y.**

- $y$  = Wicklungsschritte gemessen in Drahtentfernungen.  
 $y_1, y_2 \dots$  = Theilschritte gemessen in Drahtentfernungen.  
 $y_k$  = Kollektorschritt gemessen in Kollektortheilungen.

**Z.**

- $z$  = veränderliche Zeit.  
 $z_1, z_2$  = Zahnbreite obere, resp. untere.  
 $Z$  = Anzahl der Zähne eines Nutenankers oder Zeitkonstante.

- $\alpha$  = Verhältniss zwischen Polbogen und Poltheilung.  
 $\beta$  = Breite einer Kollektorlamelle.  
 $\beta_r$  =  $\frac{\alpha}{p} \beta$  = Breite einer Kollektorlamelle im reducirten Schema.  
 $\delta$  = Luftzwischenraum zwischen Feld und Armatur.  
 $\delta_1, \delta_2$  = kleinster resp. grösster Luftspalt bei excentrischen Polen.  
 $\delta_i$  = Dicke der Isolation zwischen den Kollektorlamellen in cm.  
 $\delta_x$  = mittlere Länge einer Kraftrohre.

- $\Delta s'_u$  = Stromdichte, herrührend vom Strom  $i_z$ , für die auflaufende Burstenspitze.  
 $\Delta s''_u$  = Stromdichte, herrührend vom Strom  $i_z$ , für die ablaufende Burstenspitze.  
 $\eta$  = Wirkungsgrad oder die Steinmetz'sche Konstante zur Berechnung der Hysteresisverluste.  
 $\eta_e$  = elektrisches Güteverhältniss.  
 $\lambda_g$  = magnetische Leitfähigkeit einer Ankerspule bei glatten Armaturen pro cm Ankerlänge.  
 $\Sigma \lambda_j$  = spezifische Leitfähigkeit des Streuflusses zwischen dem Joch und den Magnetkernen.  
 $\lambda_k$  = magnetische Leitfähigkeit einer Ankerspule ausserhalb der Nut eines Nutenankers pro cm Ankerlänge.  
 $\lambda_L$  = magnetische Leitfähigkeit des von der betrachteten kurzgeschlossenen Spule erzeugten Kraftflusses pro cm Ankerlänge.  
 $\Sigma \lambda_m$  = spezifische Leitfähigkeit des Streuflusses zwischen den Magnetkernen.  
 $\lambda_M$  = magnetische Leitfähigkeit des von allen gleichzeitig kurzgeschlossenen Spulen erzeugten Kraftflusses pro cm Ankerlänge.  
 $\lambda_n$  = magnetische Leitfähigkeit einer Ankerspule in der Nut eines Nutenankers pro cm Ankerlänge.  
 $\Sigma \lambda_p$  = spezifische Leitfähigkeit des Streuflusses zwischen den Polschuhen.  
 $\lambda_q$  = spezifische Leitfähigkeit des Querflusses.  
 $\lambda_s$  = spezifische Leitfähigkeit der Stirnverbindungen pro cm Länge.  
 $\lambda_x$  = Gesamte magnetische Leitfähigkeit einer Ankerspule pro cm Ankerlänge.  
 $\mu$  = Permeabilität des Eisens  
 $\mu_x$  = magnetische Leitfähigkeit des gemeinsamen Kraftflusses zweier Spulen pro cm Ankerlänge.  
 $\varrho$  = spezifische Leitfähigkeit des Kupfers, oder der Reibungskoeffizient für Lager- und Bürstenreibung.  
 $\varrho, \varrho_0$  = Entfernung der neutralen Zone des Ankerfeldes von der Polmitte.  
 $\sigma$  = Konstante für den Hysteresisverlust abhängig von der Güte der Eisenbleche, oder der Streukoeffizient bei Leerlauf.  
 $\sigma_b$  = Streukoeffizient bei Belastung.  
 $\sigma_w$  = Konstante für den Wirbelstromverlust abhängig von der Dicke der Eisenbleche und von der Bauart der Maschine.  
 $\tau$  = Poltheilung.  
 $\Phi$  = Kraftfluss, der bei einem Trommelanker in die Fläche einer Windung in dem Momente eintritt, in welchem die betrachtete Windung kurzgeschlossen ist (beim Ringanker gleich dem doppelten Kraftfluss).  
 $\Phi_a$  = der in den Anker eintretende Kraftfluss.  
 $\Phi_m$  = der in den Feldmagneten erzeugte Kraftfluss.  
 $\Phi_s$  = Streufluss.



## Namenregister.

---

- A.** E. G. 398.  
Allmanna Svenska 398. 421.  
Andrews 107.  
Arnold 28. 37. 107. 110. 113. 132. 141.  
143. 146. 149. 214. 265. 295. 322.  
362. 398. 459. 476. 490.
- Bailey** 458.  
**Bloch** 458.  
**Breslauer** 464.  
**Brown** 412.  
**Brown Boveri, A.** 474.  
**Brush** 165.
- Czeija** 372.
- Deprez-Marcel** 183. 503.  
**Déri** 405.  
**Dettmar** 476. 483. 492 f.  
**Desroziers** 156.  
**Dina** 459.
- Eickemeyer** 195.  
**Electricité et Hydraulique, Charleroi**  
522. 529.  
**Elektrotechn. Institut** 247. 338. 343.  
363. 476. 505.  
**Everett** 318. 321. 378.
- Fischer-Hinnen** 403.  
**Fritsche** 160.
- Gallusser** 329. 338.  
**Ganz & Co.** 395.  
**Gérard** 179.  
**Gesellschaft für El. Industrie** 522.  
**Gramme** 103. 195.
- Hausmann** 403.  
**Havill** 515. 518. 520.  
**von Hefner-Altenneck** 117.  
**Hobart** 222. 246. 340. 341. 467. 481.  
499. 502. 529.  
**Hookham** 403.  
**Hawkin** 322.  
**Hutin** 355.
- Johnson** 263. 401.
- Kahn** 363. 365. 476. 480.
- La Cour** 274. 332.  
**Lahmayer & Co., E. A. G.** 84. 100.  
128. 141. 354. 522. 529.  
**Lamme** 356.  
**Leblanc** 355. 405.  
**Levine** 515. 518. 520.  
**Lundell** 195. 263. 401.
- Menges** 403.  
**Mie** 295.  
**Mordey** 62. 360. 41'.
- Neu** 515. 518. 520.
- Oelschläger** 532. 535.  
**Oerlikon, Maschinenfabrik** 131. 141.  
375. 461. 529.  
**Oesterlein** 377.
- Pacinotti** 103.  
**Parshall** 222. 246. 340. 341. 467. 481.  
499. 502. 529.  
**Peake** 318. 321. 378.  
**Perry** 107.  
**Peukert** 503.
- Rotten** 403.  
**Ryan** 403.
- Sayers** 417. 448.  
**Schuckert & Co.** 171. 195. 197. 380.  
381. 472.  
**Seidener** 400.  
**Siemens & Halske** 197. 398. 402.  
**Siemens & Halske, Wien** 529.  
**Siemens, Werner** 117. 166. 181. 183. 187.  
**Sinsteden** 180.  
**Steinmetz** 457.  
**Sturgeon** 180.  
**Swinburne** 121. 400. 402. 410.
- Thomson** 465.  
**Thomson-Houston** 165. 168. 17'. 178.  
**Thurston** 496.  
**Thury** 121. 197. 403.  
**Tower** 492 f.
- Volta, A.-G.,** 377. 379. 507. 522. 529.
- Weston** 106. 112. 115.  
**Westinghouse Electric Co.** 165. 175.  
**Wheatstone** 183.  
**Wilde** 180.
-

## Sachregister.

### A.

- Abkühlung eines homogenen Körpers 512.
- Amortiseur von Hutin u. Leblanc 355.
- Ampèrewindungen des Ankerkernes, Berechnung der 225.
- entmagnetisierende 252.
- des Feldes bei Belastung, Berechnung der 267.
- für die Feldmagnete, Berechnung der 226.
- für das Joch, Berechnung der 226.
- für den Luftraum, Berechnung der, bei glatten Armaturen 205.
- — bei Nutenankern 207.
- quermagnetisierende, Einfluss derselben auf die Felderregung 253.
- für die Zähne, Berechnung der 222.
- Anker, Entmagnetisierung des 241.
- Erwärmung des 523.
- spezifische Kühlfläche des 525.
- mit Luftschlitzen 207. 221. 525.
- Quermagnetisierung des 241.
- Temperaturerhöhung des 525.
- Ankerbleche, Isolation zwischen den 225. 465.
- erhöhter Wirbelstromverlust in denselben durch Abdrehen, Feilen und Fräsen 467.
- Ankerbolzen, Anordnung der 471.
- nicht isolierte, Verluste in den 470.
- Ankerfeld, in Abhängigkeit von der Bürstenstellung 244.
- Einfluss desselben auf die Feldstärke in der Kommutationszone 256.
- bei einem excentrischen Polbogen 250.
- Form des 242.
- Ankerkern, Berechnung d.  $AW$  des 225.
- Wirbelstromverlust im 465. 468.
- Ankerlänge, Berechnung der
- ideellen 206. 220.
- Ankerkörper, Hysteresisverlust im 460.
- Verluste im 456.
- Ankerkupfer, Verluste im 472.
- Ankerückwirkung 239.
- Einfluss der Sehnenwicklung auf die 410.
- Kompensationswicklung für die, von Déri u. Leblanc 405.
- — von Fischer-Hinnen und Prof. Ryan 403
- Verminderung derselben durch Verkürzung des Wicklungsschrittes 120. 136. 273. 410.
- Ankerspannung 41. 44.
- Ankerstern, bei Ringanker, Verlust durch Wirbelströme im 466.
- Ankerstrom 45.
- eines Generators oder Motors 191.
- — Verlust durch den 472.
- Ankerstromzweig 12.
- Anzahl der, bei Schleifenwicklungen 23.
- — bei Spiralwicklungen 16. 20.
- — bei Wellenwicklungen 26.
- die in ihm inducierte EMK 44.
- — Ursachen der Verschiedenheit derselben 57.
- Ankerwicklungen, von Brown 413.
- geschlossene 9.
- links- und rechtsgängige 188.
- offene 9. 165.
- von Sayers 417.
- für verschiedene Spannungen
- — mit unveränderter Nutenzahl und veränderter Lamellenzahl 39.
- — mit unveränderter Stabzahl und Lamellenzahl 38.
- symmetrische 58. 63.
- unsymmetrische 58. 65.
- Wirbelstromverlust in der 468. 473.
- Ankerzweigstrom 45. 191.

- Aequipotentialverbindungen 60.  
 — Anwendung der 84.  
 — Ausgleichstrom in denselben bei unsymmetrischen Wicklungen 80.  
 — bei Spiral- und Schleifenwicklungen 61. 105. 130.  
 — Stromstärke in den 75 ff.  
 — Wattverlust in den 75 ff.  
 — bei Wellenwicklungen 63. 145. 150.  
 — Wirkung der 77. 80. 356.  
 — bei unsymmetrischen Wicklungen 65.

Armaturfeld siehe Ankerfeld.

Auflagedruck, Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes der Bürsten vom 478. 483.

Ausgleichswicklung von Lamme 356.

Auslaufkurve 504.

Auslaufmethode 504.

Austrittsseite des Poles 214.

— Verstärkung der 240.

Aeussere Charakteristik einer Compoundmaschine 443.

— einer fremderregten Maschine 428.

— einer Hauptschlussmaschine 433.

— einer Nebenschlussmaschine 437.

## B.

Belastungscharakteristik 425.

— einer fremderregten Maschine 425.

— einer Hauptschlussmaschine 433.

— einer Nebenschlussmaschine 437.

Bestandtheile des Feldsystems 192.

Brown, Ankerwicklung von 412.

Brush, offene Ankerwicklung 167.

Bürsten, Anzahl der erforderlichen bei Spiral- und Schleifenwicklungen 53.

— — bei Wellenwicklungen 54. 109. 133. 151.

— Formfaktor der Stromverteilung unter den 367. 369.

— gestaffelt 152.

— mittlere Potentialdifferenz zwischen Kollektor und den 360.

— mittlere Stromdichte unter den 284.

— positive und negative, verschiedenes Verhalten der 372.

— Reibungsverlust durch die 486.

— Uebergangswiderstand der 360.

— Wattverlust unter den 285. 484.

— Weglassen von 109. 153.

— zulässige Potentialdifferenz zwischen Kollektor und den 373.

— zulässige Stromdichte 373.

Bürstengruppe, Breite derselben im reducirten Schema 325.

Bürstenspitze, Potentialdifferenz zwischen Kollektor und der ablaufenden 311.

Bürstenspitze, Potentialdifferenz zwischen Kollektor und der auflaufenden 311.

— Stromdichte unter der ablaufenden 296, 310.

— — unter der auflaufenden 294. 311.

Bürstenstellung eines Generators 239.

— eines Motors 241.

## C.

Charakteristische Kurven 423.

Compounderregung 183.

— Verluste durch 489.

Compoundirung nach Sayers 448.

Compoundmaschine 183

— Bestimmung der Compoundwindungen 443.

— Darstellung der elektrischen Grossen in Abhängigkeit vom Belastungswiderstand 447.

— Charakteristische Kurven 443.

— Uebercompoundirung 446.

Compoundmotor 453.

Compoundwindungen, Bestimmung der 443.

## D.

Desroziers, Scheibenanker von 156.

Doppel-T-Induktor von Siemens 166.

Drehende Hysteresis 458.

Drehmoment eines Hauptschlussmotors 454.

— eines Nebenschlussmotors 451.

Drehrichtung von Motoren 3. 190.

Durchmesserwicklungen 3. 347.

## E.

Effektverluste einer Gleichstrommaschine 455.

Einfach geschlossene Wicklungen 19. 33.

Eintheilung der geschlossenen Ankerwicklungen 34.

Eintrittsseite des Poles 217.

— Schwächung der 240.

Elektrisches Güteverhältniss 430.

Elektrische Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen 290.

Elektromotorische Kraft, inducierte 1.

— — Richtung der 3.

— — kommutirende 276. 282.

— — zusätzliche 284.

Energiewandlungen der Kurzschlussperiode 312.

Entmagnetisierende Ampèrewindungen 252.

Entmagnetisierung des Ankers 241.

Erregung, Verluste durch 487.

Erwärmung des Ankers 523.

Erwärmung der Gleichstrommaschine  
bei aussetzendem Betrieb 532.  
— eines homogenen Körpers 512.  
— der Kapselmotoren 531.  
— des Kollektors 530.  
— der Lager 531.  
— der Magnetspulen 515.  
Erzeugung des Gleichstromes 1.  
Excentrische Lagerung des Ankers 59.  
Excentrischer Polbogen 247.

## F.

Feld, kommutirendes 276. 284.  
Feld, Schwächung und Verdrehung  
desselb. 239.  
Feldamperewindungen bei Belastung,  
Berechnung derselben 267.  
Felderregung 180.  
Feldkurven 86, 206.  
— Abhängigkeit ihrer Form von  $\alpha$   
212.  
— Abhängigkeit ihrer Form vom  
Luftzwischenraum 213.  
— Berechnung der  
— — bei Belastung 267.  
— — bei Leerlauf 210.  
— experimentell ermittelte 246. 247.  
Feldmagnete, Form und Anordnung  
der 192.  
— Berechnung der A. W. der 226.  
Feldmagnetgestelle, zweipolige 193.  
— mehrpolige 196.  
Feldstreuung, Berechnung der 227.  
— Vermehrung derselben bei Be-  
lastung 271.  
Feldsystem, Bestandtheile desselben  
192.  
Feldverschiebung 16.  
— bei Schleifenwicklungen 23.  
— bei Spiralwicklungen 18.  
— bei Wellenwicklungen 26.  
Formfaktor der Stromvertheilung unter  
den Bürsten 367. 369.  
Fremderregte Maschine 180.  
— Charakteristische Kurven 423.  
— Darstellung der elektr. Grössen in  
Abhängigkeit vom Belastungswider-  
stand 431.  
Fremderregung 180.  
Fritsche, Scheibenanker von 160.

## G.

Gegenelektromotorische Kraft 187.  
Gegenseitige Induktion 121. 322.  
Gegenseitiger Induktionskoeffizient  
335.  
— Berechnung des 335.  
Gérard, Polanker von 179.  
Güteverhältniss, elektrisches 430.

## H.

Handregel für die Richtung der indu-  
cirten EMK 3.  
— — des Kraftflusses 3.  
Hauptdimensionen einer Maschine,  
Einfluss derselben auf die Kommu-  
tation 389.  
Hauptschlusserregung 181.  
— Verluste durch die 488.  
Hauptschlussmaschine 181.  
— Charakteristische Kurven 432.  
— Darstellung der elektrisch. Grössen  
in Abhängigkeit vom Belastungs-  
widerstand 436.  
Hauptschlussmotor Drehmoment 454.  
— Drehrichtung 190.  
— mit Nebenschlusswicklung 453.  
— Tourenzahl 452.  
Hysteresisarbeit 456  
Hysteresis, drehende 458.  
Hysteresisverlust 457 501.  
— im Ankern 460.  
— in den Polen 462.  
— in den Zähnen 489.  
— Steinmetz'sche Formel für 457.

## I.

Ideelle Ankerlänge, Berechnung der 220.  
— Polbogen, Berechnung des 210.  
Inducirte elektromotorische Kraft 1.  
— eines Ankerstromzweiges 44.  
— — Ursachen der Verschiedenheit  
der 57.  
— maximale 85.  
— mittlere 42. 85.  
— einer Spule 85.  
Induktion, gegenseitige 121. 322.  
— ideelle der Zähne 222.  
— unipolare 3.  
— wirkliche der Zähne 222.  
Induktionskoeffizienten d. Kurzschluss-  
stromkreises 327.  
— experimentelle Bestimmung der 336.  
— gegenseitiger 335.  
— Berechnung des 335.  
Joch, Berechnung der A. W. des 226.  
Isolation zwischen den Ankerblechen  
225. 465.

## K.

Kapselmotoren, Erwärmung der 531.  
Klemmenspannung bei Generator und  
Motor 191.  
Koeffizient der Wärmeeabgabe des An-  
kers 529.  
— der Magnetspulen 524.  
Kohle, harte und weiche 373. 480. 481.  
Kohlenbürsten 362.  
— lamellirte 361.

Kohlenbürsten, Uebergangswiderstand 363. 478.  
 — zulässige Stromdichte 373. 481.  
 Kollektor, Erwärmung des 530.  
 — spezifische Kühlfläche des 530.  
 Kollektorkurven 96.  
 — Lage der 108. 109.  
 Kollektorlamellen, Potentialdifferenz benachbarter 85.  
 — Wirbelstromverlust in den 486.  
 Kollektorverluste 476.  
 Kommutation 274.  
 — Bedingung für eine gute 382.  
 — bei einer Bürstenbreite  $b_r < \beta_r$  291.  
 — bei einer Bürstenbreite  $b_r > \beta_r$  308.  
 — Einfluss der Hauptdimensionen der Maschine auf die 389.  
 — Einfluss der Sehnenwicklung auf die 410.  
 — bei Generator und Motor, Unterschied der 315.  
 — bei konstanter Bürstenstellung von Leerlauf bis Vollast 386.  
 — bei konstanter Stromdichte 278.  
 — bei veränderlicher Stromdichte 284.  
 Kommutationsdiagramme 375.  
 — bei verschiedenen Bürstenlagen 381.  
 Kommutieren des Stromes 8.  
 Kommütierende elektromotorische Kraft 276. 282. 283.  
 — Methoden der Erzeugung der 394.  
 — Feld 276. 284.  
 — Beeinflussung desselben durch das Ankerfeld 256.  
 — — Erzeugung desselben mittels einer Compoundwicklung 400.  
 — — mit Hilfspolen nach Fischer-Hinnen 408.  
 — — mit Hilfspolen nach Swinburne 402.  
 — — nach Johnson-Lundell 401.  
 Kommutierungsvorgang, experimentelle Untersuchung des 375.  
 Kompensationswicklung für die Ankerückwirkung nach Déri und Leblanc 405.  
 — — nach Fischer-Hinnen und Prof. Ryan 403.  
 Kraftfluss, Richtung desselben bei stromführenden Leitern 3.  
 Kühlfläche, spezifische des Ankers 525.  
 — des Kollektors 530.  
 — der Magnetspule 521.  
 Kupferbürsten 362.  
 — Uebergangswiderstand 476.  
 — zulässige Stromdichte 373.  
 Kurzgeschlossene Spulen, elektrische Verkettung der 290.  
 — magnetische Verkettung der 286.

Kurzschluss der Ankerspulen durch die Bürsten 40.  
 Kurzschlussperiode, Energiewandlungen der 312.  
 Kurzschlussstrom 275. 284.  
 Kurzschlussstromkreis, Induktionskoeffizient des 327.  
 — Widerstand des 359.  
 Kurzschlussstromkurven 300. 319. 370. 376. 379.  
 — Abhängigkeit der 305.  
 Kurzschlusszeit bei mehrfacher Parallelschaltung 324.  
 — bei Parallelschaltung 323.  
 — bei Reihenparallelschaltung 325.  
 — Dauer des 322

## L.

Lagerdruck 493.  
 Lager, Erwärmung der 531.  
 Lagerreibung 493.  
 Lagerreibungsverlust 497.  
 Lagertemperatur 494. 495. 496. 498.  
 Lamelliertes Ankerblech 225.  
 — Kohlenbürsten 361.  
 — Pole 492.  
 Leerlaufcharakteristik 204.  
 — einer Compoundmaschine 443.  
 — einer fremderregten Maschine 437.  
 — einer Hauptschlussmaschine 432.  
 — einer Nebenschlussmaschine 437.  
 Leitfähigkeit, spezifische, des Querschnittes 258.  
 — — in Abhängigkeit von  $\alpha$  258. 390.  
 — — vom Luftspalt 258.  
 — — bei stark gesättigten Polspitzen 262.  
 — von  $\lambda_M$  351.  
 — von  $k_s \cdot \lambda_L$  391.  
 Leistungskurven 430.  
 Linksgängige Ankerwicklung 188.  
 Luftschlitze im Anker 207. 221. 525.  
 Luftspalt, Berechnung der  $AW$  des, bei glatten Armaturen 205.  
 — — bei Nutenankern 207.  
 Lundell und Johnson, Polkonstruktion 263.

## M.

Magnetische Streuung 203.  
 — Verkettung der kurzgeschlossenen Spulen 286.  
 — Widerstand 201.  
 Magnetisierungskurve einer Dynamomaschine 199. 227.  
 — — Berechnung der 199.  
 — verschiedener Eisensorten 201.  
 Magnetomotorische Kraft 201.  
 Magnetspule, Erwärmung der 515.  
 — spezifische Kühlfläche 521.

Magnetspule, Temperaturerhöhung 521.  
 Mantelwicklung 527.  
 Mechanische Verluste 492. 502.  
 Mehrfach geschlossene Wicklung 33. 69.  
 Mehrfache Parallelschaltung 27.  
 Motor 186.  
 — Drehrichtung des 3. 190.

## N.

Nebenschlusserregung 183.  
 — Verluste durch 488.  
 Nebenschlussmaschine 183.  
 — charakteristische Kurven 437.  
 — Darstellung der elektrischen Grossen in Abhängigkeit vom Belastungswiderstand 442.  
 — Leerlaufspannung in Abhängigkeit von der Tourenzahl 441.  
 Nebenschlussmotor 190.  
 — Drehmoment 451.  
 — Drehrichtung 190.  
 — Tourenzahlkurven 449.  
 Neutrale Zone, Verschiebung derselben durch die Ankerrückwirkung 240.  
 Numerierung der Ankerdrähte 32.  
 — bei Handwicklung 123.  
 — bei Schablonenwicklung 32.  
 Nutenanker 123, 137.  
 — mit Handwicklung 123.  
 — Kraftlinienverlauf beim 209.  
 — mit Parallelschaltung 123.  
 — mit Reihenparallelschaltung 150.  
 — mit Reihenschaltung 137.  
 — mit Schablonenwicklung 125.

## O.

Offene Ankerwicklungen 9. 165.  
 — von Brush 167.  
 — mehrpolige 171.  
 — von Thomson-Houston 168.  
 — von Westinghouse Electric Co. 175.

## P.

Parallelschaltung 27. 34. 35. 105. 117.  
 — mehrfache 27. 35. 106. 130.  
 — Potentialschritt 61.  
 Polanker von Gérard 179.  
 Polarität eines sich selbst erregenden Generators 187.  
 Polbogen, excentrischer 249.  
 — ideeller 206.  
 — Berechnung des 210.  
 Poldiagramm 86.  
 Pole, Austrittsseite 214.  
 — Eintrittsseite 217.  
 — lamellirt 492.  
 — ungleiche 59.  
 Polkonstruktion von Lundell u. Johnson 263.

Polkonstruktion des Verfassers 214. 265. 398.  
 Polschritt 30.  
 — resultirender 31.  
 Polschuhe, Konstruktion der 395.  
 — lamellirt 492.  
 Potentialdifferenz, maximale, benachbarter Spulenseiten und Kollektorlamellen 103.  
 — — Aenderung derselben durch Verschieben oder Wegnahme der Bürsten 101.  
 — — bei Spiral- und Schleifenwicklung 85 f.  
 — — bei Wellenwicklung 91 f.  
 — mittlere, zwischen Bürsten und Kollektor 360.  
 — zulässige, zwischen Bürsten und Kollektor 373.  
 — zwischen Kollektor und der ablaufenden Bürstenspitze 311.  
 — zwischen Kollektor und der auflaufenden Bürstenspitze 311.  
 Potentialkurve der Wicklung oder des Kollektors 88.  
 Potentialschritt 61.  
 — bei Reihenparallelschaltung 63.  
 — bei Spiral- und Schleifenwicklungen 61.

## Q.

Querfluss, spezifische Leitfähigkeit des 258.  
 — — in Abhängigkeit von  $\alpha$  259. 390.  
 — — in Abhängigkeit vom Luftpalt 259.  
 — — bei stark gesättigten Polspitzen 262.  
 Quermagnetisierende AW 242.  
 — Bestimmung der 255.  
 — Einfluss derselben auf die Felderregung 253.  
 Quermagnetisierung des Ankers 241.

## R.

Rechtsgüngige Ankerwicklung 188.  
 Reducirtes Schema 46.  
 — Breite einer Bürstengruppe in dem 325.  
 Reibungsverluste 502.  
 — durch die Bürsten 486.  
 — in den Lagern 497.  
 Reihenparallelschaltung 28. 36. 112. 141.  
 — Aequipotentialverbindung bei der 63. 146. 150.  
 — Potentialschritt bei der 63.  
 Reihenschaltung 27. 36. 107. 132. 155.  
 — von inducirten Leitern 6.  
 — gleichpolige Anordnung 6.  
 — — wechschpolige Anordnung 6.

- Reihenschaltung mit vermehrter Kollektorlamellenzahl 110. 137.
- mit verminderter Kollektorlamellenzahl 140.
- Resultirender Polschritt 31.
- Wicklungsschritt 29.
- Richtung der inducirten elektromotorischen Kraft 1.
- des Kraftflusses bei stromführenden Leitern 3.
- Ringanker 7.
- mehrfache Parallelschaltung 106.
- mit Parallelschaltung 105.
- mit Reihenparallelschaltung 107.
- mit Reihenschaltung 107.
- mit vermehrter Kollektorlamellenzahl 110.
- mit zwei Kollektoren 114.

### S.

- Sayers, Wicklung von 417.
- Compoundirung von 448.
- Schaltungsformeln, Allgemeine 31. 34.
- Schaltungsregeln 32.
- Scheibenanker 7 154.
- von Desroziers 156.
- von Fritsche 16.
- mit Schleifenwicklung 155.
- Scheinbare Selbstinduktion 287.
- Anordnung zur Verkleinerung der 354.
- Vorausberechnung der 351.
- Schleifenwicklung 14. 20. 117. 131.
- Anzahl der Ankerstromzweige 23.
- Aequipotentialverbindungen 61.
- Feldverschiebung 23.
- Potentialdifferenz benachbarter Spulenseiten und Kollektorlamellen 85 u. f.
- Potentialschritt bei der 61.
- mit verkürztem Schritt 119.
- Schmiermittel 494.
- Schwächung des Feldes 239.
- Schmenwicklung 347.
- Einfluss auf die Ankerrückwirkung 410.
- — Kommutation 410.
- Selbstinduktion, scheinbare 121. 287.
- Anordnung zur Verkleinerung der 354.
- Vorausberechnung der 351.
- Selbstinduktionskoeffizient der Ankerspulen, Berechnung der 328.
- — bei glatter Armatur 328.
- — beim Nutenanker 330.
- Serienregung 181.
- Skinneffekt 340.
- Spiralwicklung 14. 16. 105.
- Anzahl der Ankerstromzweige 16. 20.

- Spiralwicklung mit Aequipotentialverbindungen 61. 107.
- einfach u. mehrfach geschlossen 19.
- Feldverschiebung 18.
- Potentialdifferenz benachbarter Spulenseiten und Kollektorlamellen 85 u. f.
- mit verkürztem Schritt 119.
- Spulenseiten 15.
- Staffelung der Bürsten 152.
- Steinmetz'sche Formel für Hysteresisverlust 457.
- Stärnwicklung 528.
- Streuung, magnetische 203 (Siehe auch Feldstreuung).
- Streuungskoeffizient, angenährte Vorausberechnung des 235.
- bei Belastung 271.
- erfahrungsgemässer 235.
- bei Leerlauf 231. 234.
- Stromabnahmestellen 16. 53.
- erforderliche Zahl der 53.
- — bei Spiral- und Schleifenwicklung 53.
- — bei Wellenwicklung 54.
- Strondichte 476.
- Abhängigkeit des Uebergangswiderstandes von der 363. 476. 478.
- unter der ablaufenden Bürstenspitze 296. 310.
- unter der auflaufenden Bürstenspitze 294. 311.
- mittlere unter den Bürsten 284. 369.
- zulässige unter den Bürsten 373.
- zusätzliche 293.
- Ströme, zusätzliche 284. 289. 293. 322.
- Verlauf der 289.
- Stromrichtung bei Gleichstromanker 8.
- Stromschwankungen 11.
- Stromvertheilung unter den Bürsten, Formfaktor der 367. 369.
- Stromwärmeverlust 500.
- Symmetrische Ankerwicklungen 58. 63.

### T.

- Theilschritte, bei Schleifenwicklung 20. 23.
- Verkürzung der 50. 119.
- bei Wellenwicklungen 23. 50.
- Temperatur maximale, im Anker 524.
- in der Feldwicklung 517.
- Temperaturerhöhungen, des Ankers 525.
- der Kapselmotoren 531.
- des Kollektors 530.
- der Lager 497.
- der Magnetspulen 521.
- maximale 520.
- Thomson-Houston, offene Ankerwicklung 168.

Trennung der Verluste 503.

Trommelanker 7.

- mit mehrfacher Parallelschaltung 131.
- mit Parallelschaltung 117.
- mit Reihenparallelschaltung 141.
- mit Reihenschaltung 132.
- mit Reihenschaltung und vermehrter Kollektorlamellenzahl 137.
- mit Reihenschaltung und verminderter Kollektorlamellenzahl 140.
- mit zwei Kollektoren 153.

## U.

Übergangsverlust unter den Bürsten 285. 484.

Übergangswiderstand der Bürsten 360. 476.

- — Abhängigkeit vom Auflagedruck 478. 483.
  - — Abhängigkeit von der Stromdichte 363. 476. 478.
  - — Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit 477. 482.
- Übertrittscharakteristik 254.
- Umfangsgeschwindigkeit, Abhängigkeit des Übergangswiderstandes von der 477. 482.

Ungleiche Pole 59.

Unipolare Gleichstrommaschine 4

— Nachteile der 5.

— Induktion 3.

Unsymmetrische Ankerwicklungen 58. 65.

## V.

Verdrehung des Feldes 239.

Verkürzung des Wicklungsschrittes, bei Schleifenwicklung 119.

bei Wellenwicklung 50. 134. 152.

Verluste, durch nicht isolirte Ankerbolzen 470.

im Ankerkörper 456.

im Ankerrümpfer 472.

— durch Erregung 487.

— am Kollektor 476.

— mechanische 493. 502.

— durch Stromwärme 500.

— Trennung der 503.

Verschiebung im magnetischen Felde 16.

Verschiedenheit der EMK der einzelnen Ankerstromzweige, Ursache der 57.

Vorausberechnung von,  $L + \Sigma M$  345.  
 $L_s$  351.

## W.

Wärmeabgabekoeffizient 524.

Wattverlust unter den Bürsten 285. 484.

Wellenwicklung 14. 23. 107. 132. 155.

— Anzahl der Ankerstromzweige 26.

— mit Aequipotentialverbindung 63. 146. 150.

— einfach und mehrfach geschlossen 26.

— Feldverschiebung 26.

— Potentialdifferenz benachbarter Spulenseiten und Kollektorlamellen 91.

— unsymmetrische miteingeschobener Schleife 70.

— mit verkürztem Schritt 50. 134.

Westinghouse, Electric Co., offene Ankerwicklungen 175.

Wicklungselement 15.

— mit mehreren Theilschritten 29.

— mit mehreren Windungen 28.

— Spulenseiten des 15.

Wicklungsschritt 16.

— resultirender 29.

Wicklungstabelle 52. 73. 110.

Widerstand des Kurzschlussstromkreises 359.

Wirbelstromverlust 465. 501.

— im Ankernern 468.

— im Ankerstern beim Ringanker 466.

— in der Ankerwicklung 468. 473.

— erhöhter, durch Abdröhen, Feilen und Fräsen der Ankerbleche 467.

— in den Kollektorlamellen 486.

— in den Polen 489.

— in den Zähnen 469.

Wirkliche Zahninduktion 222.

— Bestimmung derselben 223.

Wirkungsgrad der Gleichstrommaschine 500.

— direkte Bestimmung des 511.

— maximaler 503.

## Z.

Zähne, Berechnung der  $\Delta W$  der 222.

— Hysteresisverlust in den 462.

— Wirbelstromverlust in den 469.

Zahninduktion, Bestimmung der 223.

— ideale 222.

— wirkliche 222.

Zeitkonstante 513.

Zugkraft von Motoren 186.

Zusatzfeld 266.

Zusätzliche EMK. 284.

— Stromdichte 293.

— Ströme 284. 289. 322.

— Ströme, Verlauf der 289.

Zweifach geschlossene Wicklung 19.



Druck von Oscar Brandstetter in Leipzig

GENERAL BOOKBINDING CO.

QUALITY CONTROL MARK

1794









Carnegie Mellon University Libraries



3 8482 01073 9163

Desacidified using the Bookkeeper process.  
Neutralizing Agent: Magnesium Oxide  
Treatment Date:



UNIVERSAL  
LIBRARY



138 395

UNIVERSAL  
LIBRARY